



国际电气工程先进技术译丛

CRC Press  
Taylor & Francis Group

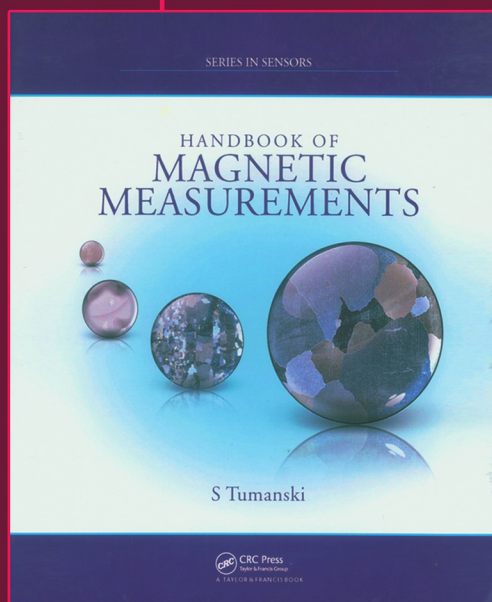
# 磁性测量手册

Handbook of Magnetic Measurements

(波兰) Slawomir Tumanski 编著

赵书涛 葛玉敏 译

机械工业出版社  
CHINA MACHINE PRESS



## 关于本书

目前,磁设备的应用很广泛,但国内全面介绍现代磁性测量技术的权威书籍却很少。本书收集紧跟科技发展的信息,广泛涵盖了磁性测量领域的多个主题。

本书首先从容易理解的磁性测量基本知识开始,综合述评了现代磁性材料测量发展的现状,如软磁性材料、硬磁性材料和薄膜磁性材料。然后,全面描述了常用磁性测量传感器,包括感应、磁通门、霍尔、磁阻、磁共振、超导量子干涉仪(SQUID)、磁致伸缩和磁光等传感器,并给出了详细的实现电路和测试结果等应用实例。最后讨论了磁性测量用于材料无损检测和探测方面的应用,包括医学磁性诊断、磁考古学和磁成像。

本书是一本全面的磁性测量书籍,既适合从事磁测量的专业人员,也适合具备很少专业知识的读者,能帮助读者在令人费解的专业术语中畅游,为有效地为解决电磁装置设计中的难题提供参考。





国际电气工程先进技术译丛

# 磁性测量手册

Handbook of Magnetic Measurements

(波兰) Slawomir Tumanski 编著

赵书涛 葛玉敏 译



机械工业出版社

目前,磁设备的应用很广泛,但国内全面系统介绍现代磁性测量技术的权威书籍却很少。本书收集紧跟科技发展的信息广泛涵盖了磁性测量领域的多个主题。

本书首先从容易理解的磁性测量基本知识开始,综合述评了现代磁性材料测量发展的现状,如软磁性材料、硬磁性材料和薄膜磁性材料。然后,全面描述了常用磁性测量传感器,包括感应、磁通门、霍尔、磁阻、磁共振、超导量子干涉仪(SQUID)、磁致伸缩和磁光等传感器,并给出了详细的实现电路和测试结果等应用实例。最后讨论了磁性测量用于材料无损检测和探测方面的应用,包括医学磁性诊断、磁考古学和磁成像。

本书是一本全面的磁性测量书籍,既适合从事磁测量的专业人员,也适合具备很少专业知识的读者,能帮助读者在令人费解的专业术语中畅游,为有效地解决电磁装置设计中的难题提供参考。本书既可以作为从事与磁性材料和磁测量有关的研发、生产相关技术人员的参考书籍,也可作为测量及检测技术专业研究生和本科生的教学参考书。

Handbook of Magnetic Measurements (1<sup>st</sup> Edition) /by Slawomir Tumanski/ISBN:  
978-1-4398-251-6

Copyright© 2011 by CRC Press.

Authorized translation from English language edition published by CRC Press, part of  
Taylor & Francis Group LLC; All rights reserved;

本书中文简体翻译版授权由机械工业出版社独家出版并在限在中国大陆地区销售。未经出版者书面许可,不得以任何方式复制或发行本书的任何部分。

Copies of this book sold without a Taylor & Francis Sticker on the cover are unauthorized  
and illegal.

本书封面贴有 Taylor & Francis 公司防伪标签,无标签者不得销售。

本书北京市版权局著作权登记号:图字 01-2012-4436

## 图书在版编目(CIP)数据

磁性测量手册/(波兰)斯朗瓦莫(Tumanski, S.)编著;赵书涛,葛玉敏译. —北京:机械工业出版社,2013.9

(国际电气工程先进技术译丛)

ISBN 978-7-111-43439-9

I. ①磁… II. ①斯…②赵…③葛… III. ①磁测量-技术手册 IV. ①TM936-62

中国版本图书馆CIP数据核字(2013)第168529号

机械工业出版社(北京市百万庄大街22号 邮政编码100037)

策划编辑:赵玲丽 责任编辑:赵玲丽

版式设计:霍永明 责任校对:刘志文

封面设计:赵颖喆 责任印制:

印刷厂印刷

2014年1月第1版第1次印刷

169mm×239mm·32印张·734千字

0001—册

标准书号:ISBN 978-7-111-43439-9

定价:元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心:(010)88361066 教材网:<http://www.cmpedu.com>

销售一部:(010)68326294 机工官网:<http://www.cmpbook.com>

销售二部:(010)88379649 机工官博:<http://weibo.com/cmp1952>

读者购书热线:(010)88379203 封面无防伪标均为盗版

# 译者序

磁性测量技术是现代测量、测试中的一项关键技术，在现代科技中有着重要的地位，尤其是在材料、能源、工业生产、宇宙探索以及国防科技应用中，都扮演着举足轻重的角色。无论是对于磁学的专业研究者还是与磁有关其他领域的研究人员，掌握磁性测量原理和现代磁性测量技术是重要的基本技能。但是国内专门介绍磁性测量的书籍不多，尤其紧跟最新发展的磁性材料测试及传感器方面可供查阅的资料较少。本书可供从事磁性测量研究与装置开发等相关工作的专业技术人员参考，也可作为高校检测与仪器、测量、材料专业或其他相关专业的本科生、研究生的教学参考书。

本书系根据波兰华沙理工大学 Slawomir Tumanski 教授出版的《Handbook of Magnetic Measurement》一书翻译而成。有关本书的内容安排已在内容提要中做了详细说明，故不再赘述。这里仅着重指出，与目前国内已出版的多种同类书籍相比，本书具有以下几个显著特点。

1) 综合了磁性测量新技术，在磁性测量基本知识基础上，讲述了磁性材料测量方法和领域内的新应用成果。

2) 详细描述了磁性材料测试方法及其多种传感器，从磁性测量的标准、电路设计以及满足实际中技术要求等方面做了深入分析。这对于更有效地实际应用磁性传感器无疑很有启发和帮助。

3) 为了使读者系统了解磁性测量系统应用的发展，书中列举出在磁无损检测、医学诊断和磁勘探等典型应用实例，因而易于为读者理解和接受。

4) 每章都附有相当数量的参考文献，以帮助读者进一步查阅和钻研思考。

本书由华北电力大学赵书涛、葛玉敏组织翻译和校核，在工作中陈朋永、赵永俊、齐芸芸、申路、张佩和张伟霞等硕士研究生参与部分翻译工作，在此译者谨向他们表示衷心感谢。

译者对原书中的一些印刷错误已做了补正。

鉴于本书涉及的知识范围十分广泛，译者水平有限，译文中不妥和错误之处在所难免，望读者不吝批评指正。

译者  
2013 年 5 月

# 前 言

本书是我前一本书《电气测量原理》的续篇。然而写这本书更具有挑战性，因电气测量被大家所熟知——有许多经典书籍介绍这方面知识。而在磁性测量方面，可供参考的最新技术书籍却非常有限，不得不搜集分散的专业文献来编辑部分现代知识。

当然，也有几本有关磁测量的优秀书籍和文献。许多年前，就有“磁”方面的权威著作，例如 Bozorth 在 1951 年发表的《铁磁性》、Cullity 在 1972 年<sup>①</sup>出版的《磁性材料导论》和 Zijlstra 在 1967 年编写的《磁性实验方法》。如今这些著作主要被当作历史奠基而多次被重新印刷（也许是缺乏紧跟时代发展的相关书籍的原因）。

在这方面，有两本优秀的现代书籍推荐给读者：Fiorillo 编写的《磁性材料测量与描述》和 Ripka 编写的《磁性材料》。这两本书相对集中地介绍了有关磁性测量领域的内容。

在波兰华沙理工大学，磁性测量并不是一门必修课。实际上，让更多学生自学这门课程也比较困难。大多数学生在修完电力理论基础必修课程后，对磁性测量有些偏见，他们认为，磁性测量很困难，需要特别复杂的数学知识。确实，麦克斯韦定律中如梯度、差分和卷积等复杂概念，在电磁场理论中需要卓越的智力和付出更多努力才能理解。基于这个原因，许多学生很难立即克服这个困难，他们兴趣可能转移到科学技术中的其他新领域。这就导致一般实践工程师在磁学方面的知识匮乏。

最近我审阅了一篇电力电子专业的博士论文，在其课题实际工作中，磁学部分起很重要的作用。该论文中博士生得到下面结论：在基本形式上，磁路由铁心构成，通常是铁磁材料，即所谓的软磁性材料。这是整篇论文中唯一一句在磁方面的句子！这简直吓人一跳。我很惊愕，这就相当于对法国人来说，他刚刚知道了“葡萄酒可以分为红葡萄酒和白葡萄酒”。显然与葡萄酒类似，磁性材料可以分为几百种，又可以分为几百个等级——每种有其特有的属性。

磁装置已经有比较广泛的应用。本书并不是只写给专家，更是面对磁性测量知识较少的工程师和学生的，目的是在帮助他们理解一些费解的概念的基础上，让他们更有效地设计电磁装置。因此，本书从相对通俗易懂的“磁性测量的基础知识”开始。这样，读者在阅读其他部分的时候不至于太陌生。

很多专家在许多国际会议中遇到后就讨论磁测量中的问题，这些会议有国际应用磁学、软磁性材料会议、磁传感器、磁测量和 2 维磁测量工作等会议，且每年发表大量的磁学论文。正是由于这个原因，文章的高级读者经常处于某种自主状态，并且容

---

① 2009 年 Graham 对第 2 版进行了部分改编。

易失去联系信息。我希望这本书对组织者有所帮助，能作为这些读者的指南和参考。

由于样品的形状和磁化条件等因素对测量结果产生影响，磁性测量，特别是磁性材料测量方法十分复杂，所以需要标准精确地描述大多数测量方法。可惜，除了国际组织外，不同的国家仍在不同的标准。本书采用的是国际电工委员会标准，与美国、欧洲和日本标准相差不大，但这些标准差别也不能被忽略。

有时术语和单位在每个国家有所不同。尽管有义务采用国际标准单位（SI），但是在某些环境中也不完全是 SI 单位。例如，物理学家仍采用以前的单位制——高斯作为磁感应强度单位，奥斯特作为磁场强度单位或者埃作为尺寸小时的单位。本书仍坚持采用 SI 单位制。利用下面的简单易记的关系式，旧的单位制能非常容易地转换为新单位制。

$$10\text{e} \rightarrow 0.796\text{A/cm} \rightarrow 79.6\text{A/m}$$

在磁学书籍中，有些术语经常引起误解。例如，两个最基本的术语有不同的名字，磁通（量）密度（ $B$ ）也意味着磁感应强度  $B$ （事实上，第一个术语写起来较长些）。类似的，磁场强度  $H$  也称为磁场密度  $H$ 。此外在日常的交流中，磁场也被理解为磁场强度（例如，表达式  $100\text{A/m}$  的磁场）。为避免争议，我采用磁场来描述物理现象（没有单位），采用带单位的量描述磁场强度或磁感应强度。

更广范围的磁性测量有时学科跨度很大，诸如物理、医学、材料科学、地球物理、电气工程和信息等，不可能在这么多个学科都是专家，因此本书撰写难免有不足之处。另一方面，一个作者写一本书，与多个合作者共同书写相比，能更好地贯穿自己的思想。幸运的是，市场上有许多优秀书籍是讲述专门课题的，如磁性材料、磁共振、磁图像、磁物理和超导量子干涉仪（SQUID）等。本书给出了大多数直接相关的参考文献，但文献有数百篇，不能详细地一一列入。

在此感谢加迪夫大学的 Tony Moses 教授的帮助。特别感谢 Megger 有限公司 Stan Zurek 博士，他是本书的第一个读者，且为提高本书质量提供了重要的帮助。

**Slawomir Tumanski**



# 作者简介

Slawomir Tumanski 多年担任华沙理工大学教授，主要研究领域为磁传感器和磁性材料。出版了《薄膜磁阻传感器》和《电气测量原理》两本著作。担任《Prze-glad Electrotechniczny (Electrical Review)》科技杂志主编。

# 书中用到的单位、符号和常数

|          |                                            |                 |                                                         |
|----------|--------------------------------------------|-----------------|---------------------------------------------------------|
| $a$      | 尺寸 (m)                                     | $J$             | 磁极化 (T)                                                 |
| $A$      | 面积 (横截面积) ( $\text{m}^2$ )                 | $J_s$           | 饱和极化 (T)                                                |
| $A$      | 矢量磁位 (T m)                                 | $k_B$           | 波尔兹曼常数, $k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$       |
| $B$      | 磁通密度 (磁感应强度) (T)                           | $K_0, K_1, K_2$ | 各向异性常数 ( $\text{J/m}^3$ )                               |
| $b(t)$   | 瞬时磁感应强度 (T)                                | $K_u$           | 单轴各向异性常数 ( $\text{J/m}^3$ )                             |
| $B_j(x)$ | 布里渊函数                                      | $K_K$           | 冯克里兹常数, $K_K = 25812 \times 10^{-7} \Omega$             |
| $B_r$    | 剩磁感应强度                                     | $l$             | 长度 (m)                                                  |
| $B_s$    | 饱和磁感应强度                                    | $l$             | 轨道量子数                                                   |
| $BH$     | 能积 ( $\text{J/m}^3$ )                      | $L$             | 角动量                                                     |
| $c$      | 光速, $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$    | $L$             | 磁感应系数 (H)                                               |
| $e$      | 电荷, $e = -1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ | $L$             | 各向异性轴                                                   |
| $C$      | 电容 (F)                                     | $M$             | 磁化                                                      |
| $C_j$    | 约瑟夫逊常数, $C_j = 483.597891 \text{ GHz/V}$   | $M_s$           | 饱和磁化                                                    |
| $d$      | 直径 (m)                                     | $M$             | 磁偶极矩 ( $\text{A m}^2$ )                                 |
| $e$      | 电动势 (V)                                    | $M$             | 互感系数 (H)                                                |
| $E$      | 电场强度 ( $\text{V/m}$ )                      | $m$             | 磁偶极矩 ( $\text{A m}^2$ )                                 |
| $E$      | 能量密度 ( $\text{J/m}^3$ )                    | $m$             | 质量 (kg)                                                 |
| $f$      | 频率 (Hz)                                    | $m_e$           | 电子质量, $m_e = 9.109 \times 10^{-28} \text{ g}$           |
| $f_0$    | 共振频率                                       | $m_1$           | 磁量子数                                                    |
| $F$      | 力 (N)                                      | $m_s$           | 自旋量子数                                                   |
| $g'$     | 朗德 $g$ 因子                                  | $n$             | 匝数                                                      |
| $H$      | 磁场强度 (磁场密度) ( $\text{A/m}$ )               | $n$             | 主量子数                                                    |
| $h(t)$   | 瞬时磁场强度 ( $\text{A/m}$ )                    | $N_A$           | 阿伏伽德罗常数, $N_A = 6.022 \times 10^{26} \text{ 原子 kg/mol}$ |
| $H_c$    | 矫顽磁场强度 ( $\text{A/m}$ )                    | $N_d$           | 退磁因子                                                    |
| $H_{cr}$ | 临界磁场 (在超导体中) ( $\text{A/m}$ )              | $P$             | 功率 (W)                                                  |
| $H_d$    | 退磁场强度 ( $\text{A/m}$ )                     | $P_A$           | 轴向损耗                                                    |
| $H_k$    | 各向异性场强 ( $\text{A/m}$ )                    | $P_r$           | 自旋功率损耗                                                  |
| $H_t$    | 磁场切向分量 ( $\text{A/m}$ )                    | $P_w$           | 单位功率损耗 ( $\text{W/kg}$ )                                |
| $BH_c$   | $B(H)$ 曲线矫顽磁性                              | $P_H$           | 磁滞损耗                                                    |
| $JH_c$   | $J(H)$ 曲线矫顽磁性                              | $P_{EC}$        | 涡流损耗                                                    |
| $I$      | 电流 (A)                                     | $P_{Ex}$        | 额外功率损耗                                                  |
| $I_{cr}$ | 临界电流 (超导体)                                 | $q$             | 电荷 (C)                                                  |
| $J$      | 电子角动量                                      |                 |                                                         |
| $j$      | 电流密度 ( $\text{A/m}^2$ )                    |                 |                                                         |

|                 |                                                    |                                                                                                       |
|-----------------|----------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $R$             | 电阻 ( $\Omega$ )                                    | $10^{-12} \text{ C/V m}$                                                                              |
| $R$             | 磁阻                                                 | $\varepsilon$ 磁条方向角                                                                                   |
| $R_H$           | 霍尔系数                                               | $\Phi$ 磁通 (Wb)                                                                                        |
| $r$             | 半径 (m)                                             | $\Phi_0$ 磁通量子, $\Phi_0 = 2.067833667 \times 10^{-15} \text{ Wb}$                                      |
| $s$             | 自旋角动量                                              | $\lambda_s$ 饱和磁弹性                                                                                     |
| $S$             | 视在功率损耗                                             | $\hbar$ 普朗克常数, $\hbar = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$                                             |
| $S$             | 自旋总转矩                                              | $\mu_m$ 磁矩                                                                                            |
| $S$             | 屏蔽因数                                               | $\mu_1$ 轨道磁矩                                                                                          |
| $S$             | 自旋数                                                | $\mu_s$ 自旋磁矩                                                                                          |
| $t$             | 时间 (s)                                             | $\mu_B$ 波尔磁子, $\mu_B = 1.165 \times 10^{-29} \text{ J m/A}$<br>$= 9.274 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$ |
| $t$             | 厚度 (m)                                             | $\mu_N$ 核磁子, $\mu_N = 5.050583 \times 10^{-27} \text{ Am}^2$                                          |
| $T$             | 温度 (K)                                             | $\mu$ 磁导率                                                                                             |
| $T$             | 时间常数                                               | $\mu_0$ 真空磁导率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Wb/Am}$<br>$= 4\pi \times 10^{-6} \text{ H/m}$     |
| $T_c$           | 居里温度                                               | $\mu_r$ 相对磁导率                                                                                         |
| $V$             | 电压 (V)                                             | $\mu_{\text{rev}}$ 可逆性磁导率                                                                             |
| $V$             | 体积 ( $\text{m}^3$ )                                | $\mu_{\text{in}}$ 初始磁导率                                                                               |
| $v$             | 速度 (m/s)                                           | $\mu_{\text{rec}}$ 反冲磁导率                                                                              |
| $w$             | 宽度 (m)                                             | $\mu_{\Delta}$ 可逆性磁导率                                                                                 |
| $x$             | 距离 (m)                                             | $\rho$ 电阻率                                                                                            |
| $Z$             | 原子序数                                               | $\vartheta$ 电流磁化及方向夹角                                                                                 |
| $Z$             | 阻抗 ( $\Omega$ )                                    | $\varphi$ 磁化及各向异性轴夹角                                                                                  |
| $Z_0$           | 自由空间阻抗, $Z_0 = 377\Omega$                          | $\psi$ 标量磁位                                                                                           |
| $\alpha$        | 方向角                                                | $\omega$ 角频率 (rad/s)                                                                                  |
| $\beta$         | 磁光效应的光线旋转                                          | $\omega_0$ 进动频率                                                                                       |
| $\beta$         | McCumer 因子                                         | $\chi$ 磁化率                                                                                            |
| $\gamma$        | 密度 ( $\text{kg/m}^3$ )                             | $\nu$ 费尔德常数                                                                                           |
| $\gamma$        | 旋磁比                                                | $\nu$ 磁阻                                                                                              |
| $\gamma_p$      | 质子 (氢核) 旋磁比, $\gamma_p = 42.5760812 \text{ MHz/T}$ | $\theta$ 标称角                                                                                          |
| $\gamma_e$      | 电子旋磁比, $\gamma_e = 28.02468 \text{ GHz/T}$         | $\tau$ 转矩 ( $\text{N} \cdot \text{m}$ )                                                               |
| $\delta$        | 集肤效应深度 (m)                                         |                                                                                                       |
| $\sigma$        | 机械应力                                               |                                                                                                       |
| $\varepsilon$   | 介电常数 ( $\text{C/V m}$ )                            |                                                                                                       |
| $\varepsilon_0$ | 真空中介电常数, $\varepsilon_0 = 8.854 \times$            |                                                                                                       |

# 目 录

译者序

前言

作者简介

书中用到的单位、符号和常数

|                                              |    |
|----------------------------------------------|----|
| 第 1 章 磁性测量导论 .....                           | 1  |
| 第 2 章 磁性测量基础 .....                           | 6  |
| 2.1 历史背景 .....                               | 6  |
| 2.2 主要概念 .....                               | 8  |
| 2.2.1 磁场强度 $H$ , 磁通量 $\Phi$ 和磁感应强度 $B$ ..... | 8  |
| 2.2.2 磁化强度 $M$ .....                         | 10 |
| 2.2.3 磁极化强度 $J$ .....                        | 11 |
| 2.2.4 磁导率 $\mu$ .....                        | 11 |
| 2.2.5 磁化系数 $\chi$ .....                      | 12 |
| 2.2.6 磁阻 $R$ .....                           | 13 |
| 2.3 铁磁材料的磁化过程 .....                          | 13 |
| 2.3.1 磁畴结构 .....                             | 13 |
| 2.3.2 磁化曲线 .....                             | 15 |
| 2.3.3 磁滞回线 .....                             | 16 |
| 2.4 各向异性和纹理 .....                            | 19 |
| 2.4.1 磁晶各向异性 .....                           | 19 |
| 2.4.2 纹理 .....                               | 21 |
| 2.4.3 形状各向异性 .....                           | 23 |
| 2.5 电磁损耗 .....                               | 25 |
| 2.5.1 磁化轴功率损耗 .....                          | 25 |
| 2.5.2 旋转磁化下的功率损耗 .....                       | 28 |
| 2.6 磁场对材料物理性质的影响 .....                       | 31 |
| 2.6.1 磁致伸缩和其他的磁弹效应 .....                     | 31 |
| 2.6.2 磁致电阻 .....                             | 35 |
| 2.6.3 磁光现象 .....                             | 38 |
| 2.6.4 磁致热效应 .....                            | 41 |
| 2.7 磁共振 .....                                | 42 |
| 2.7.1 旋磁比和拉莫尔旋进 .....                        | 42 |

|        |                              |     |
|--------|------------------------------|-----|
| 2.7.2  | 核磁共振 .....                   | 44  |
| 2.7.3  | 电子自旋共振 .....                 | 46  |
| 2.7.4  | 铁磁共振 .....                   | 48  |
| 2.7.5  | 欧佛豪瑟(欧氏)共振 .....             | 48  |
| 2.7.6  | 穆斯堡尔效应共振 .....               | 50  |
| 2.8    | 超导效应在磁性测量中的应用 .....          | 51  |
| 2.8.1  | 超导电特性和磁特性——迈斯纳效应 .....       | 51  |
| 2.8.2  | 约瑟夫逊效应 .....                 | 53  |
| 2.8.3  | 超导量子干涉仪 .....                | 54  |
| 2.8.4  | 量子霍尔效应 .....                 | 56  |
| 2.9    | 磁学的主要定律 .....                | 57  |
| 2.9.1  | 毕奥萨伐尔定律 .....                | 57  |
| 2.9.2  | 安培环路定律 .....                 | 59  |
| 2.9.3  | 法拉第感应定律 .....                | 60  |
| 2.9.4  | 洛伦兹力 .....                   | 61  |
| 2.9.5  | 坡印廷矢量 .....                  | 62  |
| 2.9.6  | 麦克斯韦方程 .....                 | 63  |
| 2.9.7  | 单一磁场的计算 .....                | 65  |
| 2.10   | 磁性的物理原理 .....                | 69  |
| 2.10.1 | 磁场和磁矩 .....                  | 69  |
| 2.10.2 | 磁场和能带结构的态密度 .....            | 74  |
| 2.10.3 | 弱磁性——反磁性和顺磁性 .....           | 76  |
| 2.10.4 | 强磁性——铁磁性 .....               | 80  |
| 2.10.5 | 混合磁性——反铁磁性和亚铁磁性 .....        | 83  |
| 2.10.6 | 非晶和纳米晶材料 .....               | 88  |
| 2.10.7 | 磁畴和畴壁 .....                  | 90  |
| 2.11   | 磁滞 .....                     | 95  |
| 2.11.1 | 磁化过程 .....                   | 95  |
| 2.11.2 | 磁滞的雷利模型 .....                | 101 |
| 2.11.3 | 磁滞的 Stoner-Wohlfart 模型 ..... | 103 |
| 2.11.4 | 磁滞的 Preisach 模型 .....        | 106 |
| 2.11.5 | 磁滞的 Jiles—Atherton 模型 .....  | 109 |
| 2.11.6 | 励磁曲线和磁滞回线的近似 .....           | 111 |
| 2.12   | 磁场的源 .....                   | 112 |
| 2.12.1 | 亥姆霍兹线圈 .....                 | 112 |
| 2.12.2 | 长螺线管 .....                   | 114 |

|                             |            |
|-----------------------------|------------|
| 2.12.3 强磁场的源 .....          | 116        |
| 2.12.4 任意波形的磁场源 .....       | 119        |
| 2.13 测试材料的样品和电路 .....       | 124        |
| 2.13.1 $B$ 和 $H$ 值的测量 ..... | 124        |
| 2.13.2 环形铁心 .....           | 126        |
| 2.13.3 爱波斯坦方圈 .....         | 129        |
| 2.13.4 单一薄片和单一细长条的测试器 ..... | 131        |
| 2.13.5 二维空间的测量样品 .....      | 135        |
| 2.13.6 开路样品 .....           | 136        |
| 2.14 磁屏蔽 .....              | 138        |
| 2.14.1 磁场的污染 .....          | 138        |
| 2.14.2 磁场屏蔽 .....           | 139        |
| 2.14.3 主动磁屏蔽——磁场的消除 .....   | 141        |
| 2.14.4 磁屏蔽室 .....           | 142        |
| 参考文献 .....                  | 144        |
| <b>第3章 磁性材料</b> .....       | <b>152</b> |
| 3.1 软磁材料的一般知识 .....         | 152        |
| 3.1.1 性质和分类 .....           | 152        |
| 3.1.2 纯铁 .....              | 156        |
| 3.2 硅铁电工钢 .....             | 158        |
| 3.2.1 常规晶粒取向 SiFe 钢 .....   | 158        |
| 3.2.2 HiB 晶粒取向电工钢 .....     | 164        |
| 3.2.3 SiFe 非取向电工钢 .....     | 167        |
| 3.2.4 非常规铁基合金 .....         | 172        |
| 3.3 镍基和钴基合金 .....           | 176        |
| 3.3.1 镍铁合金（坡莫合金） .....      | 176        |
| 3.3.2 钴铁和钴铁镍合金 .....        | 178        |
| 3.4 非晶和纳米晶合金 .....          | 180        |
| 3.4.1 非晶态软磁材料（玻璃合金） .....   | 180        |
| 3.4.2 纳米晶软磁性材料 .....        | 184        |
| 3.5 软铁 .....                | 188        |
| 3.5.1 锌化锰和锌化镍铁氧体 .....      | 188        |
| 3.5.2 铁氧体在微波中的应用 .....      | 192        |
| 3.6 硬铁磁材料 .....             | 193        |
| 3.6.1 总论 .....              | 193        |
| 3.6.2 铝镍钴合金 .....           | 197        |

|                                 |            |
|---------------------------------|------------|
| 3.6.3 硬磁铁氧体 .....               | 198        |
| 3.6.4 稀土硬磁铁氧体 .....             | 199        |
| 3.7 特殊磁性材料 .....                | 203        |
| 3.7.1 磁性薄膜 .....                | 203        |
| 3.7.2 铁磁流体和磁流变液体 .....          | 208        |
| 参考文献 .....                      | 208        |
| <b>第4章 磁传感器</b> .....           | <b>212</b> |
| 4.1 总论 .....                    | 212        |
| 4.1.1 磁场传感器分类 .....             | 212        |
| 4.1.2 磁传感器性能 .....              | 213        |
| 4.2 感应传感器 .....                 | 219        |
| 4.2.1 导论 .....                  | 219        |
| 4.2.2 空心线圈与铁心线圈 .....           | 220        |
| 4.2.3 空心线圈传感器设计 .....           | 220        |
| 4.2.4 铁心线圈传感器设计 .....           | 223        |
| 4.2.5 线圈传感器的频率响应 .....          | 224        |
| 4.2.6 线圈传感器连接的电子电路 .....        | 226        |
| 4.2.7 移动线圈传感器 .....             | 229        |
| 4.2.8 梯度传感器 .....               | 229        |
| 4.2.9 洛可夫斯基 (Rogowski) 线圈 ..... | 231        |
| 4.2.10 其他传感器 .....              | 233        |
| 4.2.11 线圈传感器作为磁性天线 .....        | 235        |
| 4.3 磁通门传感器 .....                | 239        |
| 4.3.1 工作原理 .....                | 239        |
| 4.3.2 磁通门传感器的性能 .....           | 242        |
| 4.3.3 磁通门传感器的设计 .....           | 244        |
| 4.3.4 多传感器系统 (罗盘和梯度磁力计) .....   | 246        |
| 4.3.5 磁通门传感器的电路 .....           | 248        |
| 4.4 磁阻和磁阻抗传感器 .....             | 252        |
| 4.4.1 磁致电阻总体介绍 .....            | 252        |
| 4.4.2 AMR 磁场传感器 .....           | 254        |
| 4.4.3 多层 GMR 磁场传感器 .....        | 264        |
| 4.4.4 自旋阀式的巨磁阻磁场传感器 .....       | 268        |
| 4.4.5 旋转—从属隧道巨磁阻磁场传感器 .....     | 274        |
| 4.4.6 巨磁阻抗效应传感器 .....           | 279        |
| 4.5 霍尔效应传感器 .....               | 285        |

|                               |            |
|-------------------------------|------------|
| 4.5.1 霍尔效应的物理原理 .....         | 285        |
| 4.5.2 霍尔传感器的设计 .....          | 287        |
| 4.5.3 霍尔传感器的性能 .....          | 290        |
| 4.5.4 集成霍尔传感器 .....           | 293        |
| 4.5.5 基于霍尔效应的半导体磁阻器 .....     | 295        |
| 4.6 SQUID (超导量子干涉仪) 传感器 ..... | 297        |
| 4.6.1 SQUID 传感器的工作原理 .....    | 297        |
| 4.6.2 SQUID 传感器的设计和特性 .....   | 300        |
| 4.6.3 SQUID 磁力计 .....         | 303        |
| 4.7 共振传感器及磁力计 .....           | 306        |
| 4.7.1 概述 .....                | 306        |
| 4.7.2 测量强磁场的 NMR 磁力计 .....    | 308        |
| 4.7.3 测量弱磁场的 NMR 磁力计 .....    | 310        |
| 4.7.4 光泵传感器及磁力仪 .....         | 314        |
| 4.7.5 双重 (欧佛豪瑟) 共振磁力计 .....   | 319        |
| 4.8 其他的磁场传感器 .....            | 320        |
| 4.8.1 磁致伸缩和维甘德效应 .....        | 320        |
| 4.8.2 其他理论和新理论 .....          | 323        |
| 参考文献 .....                    | 326        |
| <b>第 5 章 磁性材料的测试 .....</b>    | <b>339</b> |
| 5.1 软磁材料的交流测试 .....           | 339        |
| 5.1.1 我们通常测试什么? .....         | 339        |
| 5.1.2 软磁材料的标准测试 .....         | 345        |
| 5.1.3 单片和单条测试仪 .....          | 347        |
| 5.1.4 在线测试设备 .....            | 350        |
| 5.1.5 磁性材料的中频和高频测试 .....      | 353        |
| 5.1.6 磁性材料参数的局部测量 .....       | 357        |
| 5.1.7 旋转功率损耗 .....            | 367        |
| 5.1.8 二维磁性能 .....             | 374        |
| 5.1.9 各向异性和纹理 .....           | 379        |
| 5.2 软磁性材料的直流测试 .....          | 388        |
| 5.2.1 模拟和数字磁通计 .....          | 388        |
| 5.2.2 软磁性材料的点对点直流测试 .....     | 392        |
| 5.2.3 软磁性材料的连续准静态测试 .....     | 394        |
| 5.2.4 用于软磁性材料测试的磁导计 .....     | 395        |
| 5.3 硬磁性材料的测试 .....            | 397        |



|                               |            |
|-------------------------------|------------|
| 5.3.1 闭合磁路中硬磁性材料的测试 .....     | 397        |
| 5.3.2 开磁路硬磁性材料的测试 .....       | 399        |
| 5.3.3 脉冲磁场方法 .....            | 402        |
| 5.4 磁性材料测试的特殊方法 .....         | 404        |
| 5.4.1 测磁方法 .....              | 404        |
| 5.4.2 可视测磁方法 .....            | 408        |
| 5.4.3 其他扫描系统 .....            | 417        |
| 5.4.4 磁致伸缩效应和其他磁力学效应的研究 ..... | 420        |
| 参考文献 .....                    | 426        |
| <b>第6章 磁场测量及其应用 .....</b>     | <b>436</b> |
| 6.1 环境磁场 .....                | 436        |
| 6.1.1 地球磁场 .....              | 436        |
| 6.1.2 航天研究 .....              | 441        |
| 6.1.3 磁性勘察和测量 .....           | 444        |
| 6.1.4 罗盘与航行 .....             | 450        |
| 6.1.5 电磁污染 .....              | 454        |
| 6.2 磁场测量的应用 .....             | 459        |
| 6.2.1 磁体探测：磁特征 .....          | 459        |
| 6.2.2 机械传感器 .....             | 463        |
| 6.2.3 电传感器 .....              | 468        |
| 6.3 磁性诊断 .....                | 472        |
| 6.3.1 磁性成像 .....              | 472        |
| 6.3.2 磁性无损检测 .....            | 482        |
| 6.3.3 医学中的磁学 .....            | 487        |
| 参考文献 .....                    | 493        |

# 第 1 章 磁性测量导论

本书中，磁性测量的范围不仅仅局限于磁性材料测试或磁场测量。直接或间接测量磁性参数，例如磁场强度  $H$ 、磁感应强度  $B$ 、磁导率  $\mu$ 、磁化系数  $\chi$ 、磁致伸缩系数  $\lambda$ ，常用于科学和技术的其他领域中，像古地磁学、磁考古学、矿山探测、位移或距离检测、电流测量、材料无损检测和医学诊断等，磁场测量实际应用是无限的。例如，可以使用磁致伸缩传感器测试其他物质数量，例如酸度 pH 值、血凝固度、蓖麻油（蓖麻毒素）浓度甚至沙门氏菌的存在。

尽管磁和电的测量需要类似的“工具”（两者都是通过电压或电流确定），但磁场测量通常更加复杂甚至更加不明确。多年来，仍假设磁性材料磁化由磁场强度  $H$  和磁感应强度  $B$  两个参数表示。然而，几年前的公认结论（国际标准紧随其后）是与磁感应强度相比，为少数人熟知的名词——极化强度  $J$  ( $J = B - \mu_0 H$ ) 能更准确地描述材料的磁化状态。此外，现在有些专家认为更好的是采用磁化强度  $M$  来描述磁性材料。在磁性材料磁场强度测量上有两个学派：一个是通过应用安培定律（通过测量励磁电流）间接测量，另一个通过测量线圈（应用法拉第电磁感应定律）直接测量。在真正选择测量磁场的传感器时，目前仍在讨论是测量磁场强度  $H$  还是磁感应强度  $B$ 。因此，与建立了明确术语的电参量测量相比，磁性测量有许多基本问题仍在讨论中。

在电气测量方面，电流和电压之间存在简单关系，可表达为欧姆定律。如图 1.1 所示测试样品，电势差由供电电压  $V$  表示，电流用  $I$  表示。电流值取决于材料的电阻率  $\rho$ ，电阻为  $R = \rho l / A$  ( $l$  是样品的长度， $A$  是横截面积)。根据欧姆定律，电流为

$$I = \frac{V}{R} \quad (1.1)$$

在电场  $E$  作用下，更精确地反映材料电阻率  $\rho$  的是电流密度  $J$ 。

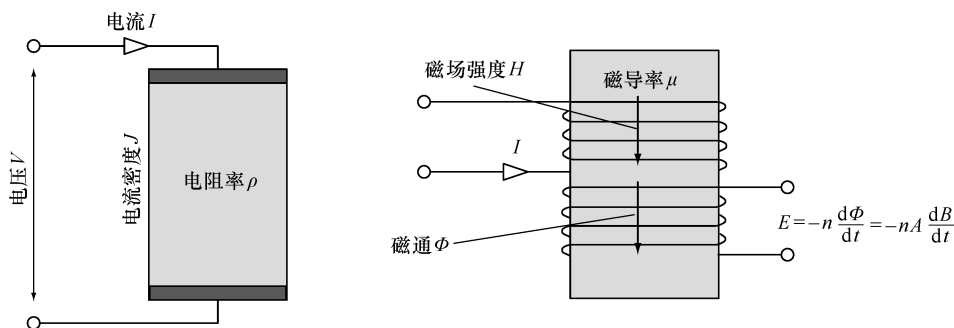


图 1.1 电气测量和磁场测量之间的类比

由图 1.1 还可得出，磁性材料的响应由磁场强度  $H$  作用下的磁导率  $\mu$  表示，流过

线圈的电流  $I$  产生  $H$ ，也就是线圈中产生了磁通  $\Phi$ 。换句话说，磁场强度  $H$  作用下材料的磁导率  $\mu$  可由磁通量密度（即磁感应强度） $B = \Phi/A$  表示。磁感应强度通常由二次侧  $n$  匝线圈感应电压来测量——电压值取决于磁感应强度的导数。在励磁磁场强度  $H$  和响应磁感应强度  $B$  之间，有相对简单的关系

$$B = \mu H \quad (1.2)$$

但是通常磁性材料测量比较复杂，远远超过同种情况下的电气测量，因为

1) 通常典型导电材料（如长方体或圆柱形）电流分布是均匀的，只有少数情况例外（举例来说，高频电流导致集肤效应）。对于磁性材料而言，这种状况几乎完全相反——磁材料测试样品磁化通常都是不均匀的，只有极少数例外（如椭圆形状的样品）。

2) 典型的导电材料中，电流和电压之间的关系是高度线性，只有一些个别的例外。因此，材料可以用单一标量值电阻  $R$  描述。相反，大多数典型磁性材料，磁场强度和磁感应强度关系是高度非线性的。因此，通常表达两者关系使用  $B = f(H)$  描述，这就是磁化曲线。

3) 大多数的导电材料具有相同质性，因此电流也分布均匀。由于磁性材料样品的晶粒和畴结构，在大多数情况下磁化都不均匀。

4) 除了少数例外，大多数导电材料呈现各向同性，实际中需要的是电阻率张量。而大多数磁性材料具有各向异性的特性。

因此，假设测试一个典型磁性材料样品，磁感应强度的分布很大程度上取决于样本的形状，因此不能简单地只讨论材料的磁特性。只能预先确定某些样品的属性（如环形铁心，爱波斯坦方圈，薄板或细长条形），一般建议采用闭合磁路，因开路样品需要外部磁轭磁化。

即使采用标准的试验样品，因为铁磁材料是非线性的，还有另外一个问题需要解决。那就是磁场强度和磁感应强度两个都有可能是非正弦的（如果是使用交流试验方法），磁感应强度和磁场强度两者哪一个采用正弦的，测量结果有非常大的差异。公认的标准是磁感应强度必须是正弦的。这需要使用特殊的先进数控磁化设备，产生高值的磁感应强度。

然而，即使测试样品采用确定的形状和严格的磁化波形，还有许多其他困难需要克服。因为材料通常各向异性，应该精确地确定磁化方向，这个问题在二维或三维测试中更加重要。测试结果很大程度上还要受到磁化频率的影响。在直流（静态）磁化情况下，也会出现额外问题，因为根据法拉第定律，若要产生感应电压，磁通必须是交变的。由于磁性材料测试中面临的大量困难，因此大多数测试只能在专业实验室中进行。

磁滞回线通常被视为磁性材料具有的一种现象，因此也是一个最经常测试的磁特性。

图 1.2 为磁滞回线的典型测试方法。因为磁感应强度为时间的导数，尽管先进的示波器可以执行操作，但通常积分放大器是必不可少的。励磁磁场强度通常取决于磁化电流值（电压降  $V_H$ ），根据安培定律  $H = I_1 n_1 / l$ （ $l$  是磁路长度，在环形样品中取平均周长， $n_1$  是磁化绕组匝数）。磁感应强度通常可由法拉第定律  $dB/dt = -V_2 n_2 / A$  得出。

马蹄型永久磁铁（见图 1.3）通常被用作一个磁性的标志。现代稀土磁铁可以产生的  $BH$  高于  $400\text{kJ/m}^3$ ，非常接近理论极限假定的  $485\text{kJ/m}^3$ 。诸如  $1200\text{kA/m}$  以上

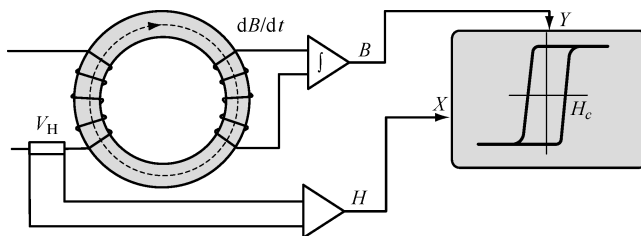
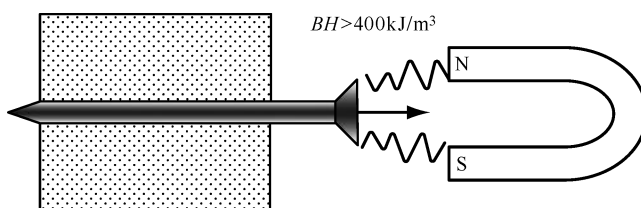


图 1.2 磁滞回线测定的典型方法

(磁) 矫顽力的非常大磁场的测量研究，促进了硬磁材料测试新方法的发展。其中一种解决方案是使用脉冲测试领域的技术。

图 1.3 产生强磁场  $BH$  的现代稀土磁铁

磁场可以影响许多其他的物理特性，例如电阻率、机械应力、光学特性等。因此，这些现象通常用于磁场传感器的设计。

霍尔效应传感器、磁阻传感器和电感传感器等磁场传感器，不仅经常用于磁场的检测，还可用于磁性材料无损检测、材料评价和其他量的测量，特别是机械和电信号的测量。当然，也可以用于设计商用测量仪器，目前磁场测量仪器市场上，超导量子干涉器件具有测量几个  $\text{fT}$  ( $10^{-15}\text{T}$ ) 低磁场的能力，这小到可以与人类大脑活动的磁场相类比。对于小磁场的测量，常用磁通门传感器。霍尔效应传感器常用于测量大的磁场（见图 1.4）。

图 1.4 有三个霍尔传感器组件的磁场测量仪  
(Courtesy of Metrolab Instruments SA, Geneva, Switzerland)

地球的磁场会造成磁测量中一个很大的问题，若测量几个  $\text{fT}$  ( $10^{-15}\text{T}$ ) 的低磁场，就必须考虑强度超过其大小百万倍（大约  $50\mu\text{T}$ ）的地球磁场的存在。此外，该领域伴随着类似或更大的工业磁干扰。特殊磁屏蔽室是该领域内测量不可或缺的。

尽管磁学基础性理论在 19 世纪就有了发展，但物理学中的新发现有助于理解物质的磁现象，因此有关磁学理论的研究仍在不断进步中。反过来，磁测量技术新发展，例如，塞曼效应或穆斯堡尔共振，对物理学的发展也至关重要。难怪几乎所有著名物理学家如爱因斯坦或居里均对磁场测量的贡献巨大。图 1.5 介绍了由爱因斯坦进行的实验（被称为爱因斯坦-德哈斯实验）。

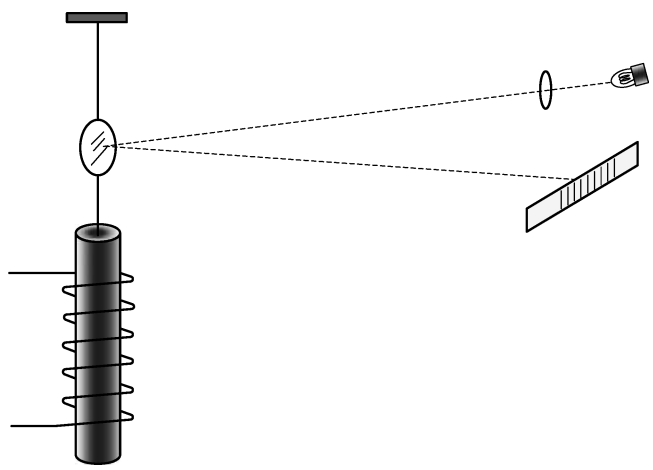


图 1.5 爱因斯坦 - 德哈斯实验

爱因斯坦和德哈斯寻找磁矩偏转角和磁矩的关系时，做了如图 1.5 所示的实验。当一个依靠细线悬挂的带线圈铁磁棒体磁化方向发生变化（改变线圈中电流的方向），铁磁体会产生一个小的偏转角。这种转动力矩  $\Delta G$  的改变，是由磁化强度变化  $\Delta M$  引起的，可描述如下：

$$\frac{\Delta M}{\Delta G} = g' \frac{e}{2m_e c} \tag{1.3}$$

式中， $g'$  是磁力因数； $e$  是电子电荷； $m_e$  是一个电子质量； $c$  是光速。

实验中的铁磁棒， $g'$  大约为 2，这证明铁磁物质磁化本质上是由于电子自旋。

许多其他著名物理学家也研究了磁现象，他们中的许多人后来被授予诺贝尔奖（见表 1.1）。

表 1.1 一些诺贝尔奖获得者及其在磁现象研究方面的成就

|                                           |      |                     |
|-------------------------------------------|------|---------------------|
| Hendrik Lorentz（洛伦兹）<br>Pieter Zeeman（塞曼） | 1902 | 研究磁性对辐射现象的影响        |
| Felix Bloch（布洛赫）<br>Edward Purcell（珀塞耳）   | 1952 | 发现核磁测量新方法（核磁共振）     |
| Alfred Castler（卡斯特勒）                      | 1966 | 研究磁场和光学共振之间的关系（光学泵） |
| Louis Neel（奈耳）                            | 1970 | 发现反铁磁性和铁磁体          |
| Brian Josephson（约瑟夫）                      | 1973 | 超导体隧道效应（约瑟夫逊效应）     |
| Nevill Mott（莫特）<br>Philip Anderson（安德森）   | 1977 | 磁场电子结构和无序系统         |
| Klaus von Klitzing（冯·克里）                  | 1985 | 量子霍尔效应              |

(续)

|                                                  |      |                 |
|--------------------------------------------------|------|-----------------|
| Paul Lauterbur (劳特布尔)<br>Peter Mansfield (曼斯菲尔德) | 2003 | 磁共振成像技术领域的突破性成就 |
| Albert Fert (阿尔贝·费尔)<br>Peter Grunberg (格林贝格尔)   | 2007 | 发现巨磁电阻效应        |

从 1911 年开始，国际索尔维物理学和化学研究所汇聚最杰出的科学家，组织著名会议致力于解决突出的物理和化学问题。1930 年，该研究所组织了专门关于磁学问题的会议。图 1.6 给出的照片是这次会议的参加者。实际上，大多数著名物理学家在本届会议上都有幸相遇。



图 1.6 致力于磁性的索尔维国际会议参与者

(第一排：德东德，塞曼，韦斯，索末菲，居里夫人，郎之万，爱因斯坦，理查森，卡布雷拉，波尔，德哈斯；第二排：赫尔岑，亨里厄特，费斯哈费尔特，曼内巴克，科顿，艾瑞拉，斯特恩，皮卡德，格拉克，达尔文，迪拉克，鲍尔，卡皮察，博瑞洛特林，克拉默斯，德拜，范弗利克，波蒂，多尔夫曼，范弗利克，费尔米，海森堡)(摄于国际索尔维物理研究所)

## 第2章 磁性测量基础

### 2.1 历史背景

磁性和磁场是最早通过测量研究的物理现象之一。古代人类从冶铁开始,就已经知道了两块磁石之间吸引力(或排斥力)的影响<sup>①</sup>。此外,人们观察到小磁石沿南北方向自发旋转,因此,无疑这种效果应用到指向北边方向的指南针——文字记载公元前300到公元前200年,中国古代就已使用指南针(司南)<sup>②</sup>。

根据其他文献记载,“哲学之父”泰勒斯时期的米利都(Miletus)(公元前640—前546年)研究了磁石和铁之间的吸引力。苏格拉底(Socrates)(公元前470—前399年)写道:“铁磁石不仅仅吸引铁环,而且赋予他们一个类似的磁力”(Keithley 1999年)。

一个更详细记载磁性和指南针的研究是由德·马里孔特(Pierre de Maricourt,又名彼得·皮埃尔Peter Peregrinus)完成的。1269年,他出版了《磁石书信(Epistola de magnete)》。在这部作品中,首次描述了磁铁极性(也证实了两种磁极——当磁铁分裂成两个较小部分之后,极性仍被保留)。他很可能是首次提出在机械构造中使用磁铁以获得永恒运动的人。

威利姆吉尔伯特(1544—1603年)继续了皮埃尔的工作。他第一次在著作《论磁石(De magnete)》(1600年出版)中,描述了一个由地球磁场引起的指南针运动——得出地球是一个巨大球形磁铁的结论。

夏尔·奥古斯丁·库仑(Charles-Augustin de Coulomb, 1736—1806年)构建了一个扭秤(利用扭力测量微力的一种仪器),研究了静电和磁力之间的吸引力[约翰·米切尔(John Michell)1750也独立地完成]。他提出了库仑定律,用数学方法描述了距离为 $r$ 的假象磁极 $m_1$ 、 $m_2$ 之间的库仑力 $F$ (磁偶极子如图2.1a所示):

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (2.1)$$

式中, $\mu_0$ 是真空磁导率( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Wb/Am}$ )。

磁场产生促使磁偶极子平行方向的磁场转矩 $\tau$ :

$$\tau = \mathbf{M} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

---

① 古代马其顿在菱镁矿附近发现了天然的磁石。根据卢克莱修(Lucretius)(公元前98—前55)记载,永久磁铁这个词来源于菱镁矿<sup>③</sup>(Keithley 1999)。

② 公认的是古代中国人公元前2500年之前使用指南针(Morrish 2001)。



1820年, 汉斯·克里斯蒂安·奥斯特 (Hans Christian Oersted) 发现当一个磁针靠近一个带电流的金属线圈时, 线圈周围会产生磁场。这个革命性的发现启发安德烈·玛丽·安培 (Andre Marie Ampere) (1775—1836年) 得出假设, 任何磁场的产生可以来源于电流 (也可由磁场产生)<sup>①</sup> (见图 2.1b)。1820年, 他证明了两个平行载流导线相互吸引。

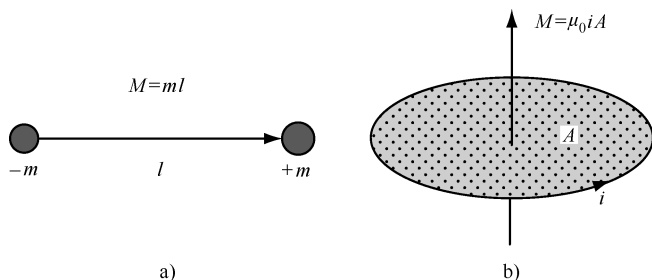


图 2.1 两个基本的磁性体模型

a) 库仑提出偶极子模型 b) 安培提出电流回路 ( $M$  磁矩)

同年, 让·巴蒂斯特 (Jean-Baptiste Biot) 和费利克斯·比 (Felix Savart) 提出了毕奥-萨伐尔定律, 确定了通电导线周围磁场强度与电流的关系。一个通过电流为  $i$  的无穷小长度  $\delta l$  的导体, 在径向距离  $a$  处产生的磁场强度  $\delta H$  为

$$\delta H = \frac{1}{4\pi a^2} i \delta l \times u \quad (2.3)$$

式中,  $u$  是沿径向的单位矢量。因此, 电流回路  $C$  所生成的磁场强度  $H$  为

$$H = \frac{1}{4\pi} I \int_C \frac{dl \times u}{a^2} \quad (2.4)$$

计算半径为  $r$  的环形载流导线在  $A$  点产生的磁场  $H$  (见图 2.2), 其轴向分量是

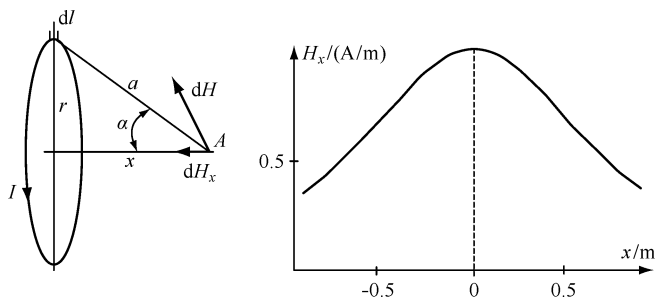


图 2.2 环形载流导体在轴向距离为  $x$  处产生轴向磁场分量

$H(x)$  ( $I = 2A$ ,  $r = 1m$  计算结果)

① 他认为磁场由旋转电子生成, 早于旋转电子的发现 80 年, 早于卢瑟福-波尔 Rutherford-Bohr 发现带电子轨道的原子模型 100 年。



$$dH = \frac{I}{4\pi a^2} dl \sin\alpha \quad (2.5)$$

式中,  $a = \sqrt{r^2 + x^2}$ ,  $\sin\alpha = r / \sqrt{r^2 + x^2}$ 。

由于  $\oint dl = 2\pi r$ , 轴距离为  $x$  的磁场  $H$  为

$$H = \oint dH = \frac{I}{2\pi a^2} \sin\alpha \oint dl = \frac{1}{2} I \frac{r^2}{(\sqrt{r^2 + x^2})^3} \quad (2.6)$$

因此, 圆环中心  $x=0$  处的磁场强度是  $H = I/2r$ 。

1826 年, 安培发现了磁学的一个基本定律——安培环路定律:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = nI \quad (2.7)$$

式中,  $n$  为环形线圈的匝数, 每匝导线的电流为  $I$ 。

以后 (2.9.2 节) 会证明, 应用安培定律可以计算一个载流导线周围的磁场 (类似使用毕奥-萨伐尔定律)。

1831 年, 迈克尔·法拉第 (Michael Faraday) 发现了另一个磁学的基本定律。他指出, 如果一个电路与变化磁链  $\Phi$  相交链, 其产生的感应电动势 (电压)  $V$  与磁通量变化率成比例:

$$V = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.8)$$

这种效应被称之为电磁 (EM) 感应。式 (2.8) 的负号表明, 感应电压与产生它的磁通量变化方向相反 (楞次定律)。

詹姆斯·克拉克·麦克斯韦 (James Clerk Maxwell) 在其 1873 年出版的著作中阐述了磁学的许多重大发现, 在《电学与磁学论》(A Treatise on Electricity and Magnetism) 一书中, 他提出了一组 20 个分析基本磁场和电场的方程 (最后总结成一组 4 个方程: 两个高斯定理, 一个安培定理, 一个法拉第定理), 麦克斯韦方程组将在 2.9.6 节中描述。

## 2.2 主要概念

### 2.2.1 磁场强度 $H$ , 磁通量 $\Phi$ 和磁感应强度 $B$

磁场强度  $H$  和磁感应强度  $B$  是最常用描述磁场的参数。其他参数都是建立在两者基础上的, 例如磁导率 ( $B/H$ ), 磁损耗 ( $H \cdot dB/dt$ ), 极化强度 ( $B - \mu_0 H$ ), 磁化强度  $[(B/\mu_0) - H]$  和磁化曲线 ( $B = f(H)$ )<sup>①</sup>。

洛伦兹 Lorentz 1902 年发现, 在电磁场中, 运动速度为  $v$  的电荷  $q$  受到的力为

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mu_0 \mathbf{H}) \quad (2.9)$$

通常, 这个力可以分解为两部分, 第一个是由电场  $E$  引起的力:

① 国际标准推荐使用极化强度  $J$  代替磁感应强度  $B$  来描述磁性材料的属性。

$$\mathbf{F}' = q\mathbf{E} \quad (2.10)$$

第二个是由磁场  $H$  产生的力：

$$\mathbf{F}'' = q\mathbf{v} \times \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.11)$$

因此在电磁场中，电场在任何情况（静止和移动）下都产生作用力，而磁场只在运动的电荷中产生作用力<sup>①</sup>。

磁场强度（有时也称磁场密度） $H$  的单位是  $1\text{A/m}$ （安培每米）。

磁场  $H$  在区域  $A$  中产生了磁通量  $\Phi$ ，磁通量  $\Phi$  与磁材料介质的磁导率  $\mu$  和磁化强度  $M$  有关。在真空中磁化强度为零，磁导率用  $\mu_0$  表示，此时磁场所引起的磁通量为

$$\Phi = \mu_0 H A \quad (2.12)$$

磁通量的单位是  $\text{Wb}$ （韦伯）或  $\text{Vs}$ 。

磁感应强度  $B$ （有时也称为磁通密度）是一个更常用的物理量，表示为

$$\mathbf{B} = \frac{\Phi}{A} \quad (2.13)$$

从式（2.12）和式（2.13）可以看到，真空中磁场强度和磁感应强度之间的关系为

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.14)$$

磁感应强度的单位是  $\text{T}$ （特斯拉）。

如图 2.3 所示，在铁屑中很容易发现磁通量的存在和方向。

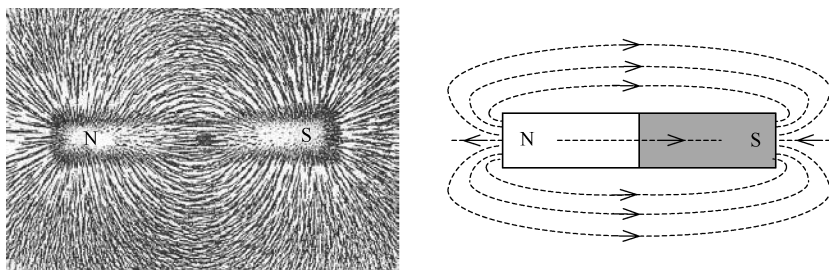


图 2.3 用铁屑检测磁场存在和磁通量方向（右边图是相比较的磁通量假象回路）

（参见：Practical Physics, Macmillan and Company, 1914.）

根据式（2.14），真空中磁场强度  $H$  和磁感应强度  $B$  之间关系是线性的（ $\mu_0$  为常数）。基于这个原因，哪个量用作参考源并不重要，即因和果是独立的，但通常以磁感应强度作为磁场的参考标准。这个标准定义了电流所产生的磁场和机械力之间的关系。在磁感应强度  $B$  为  $1\text{T}$  时，通过  $1\text{A}$  电流，长为  $1\text{m}$  的载流导体产生的力为  $1\text{N}$ （力的方向垂直于磁通的方向），如图 2.4 所示。

还可以根据法拉第定律（Faraday's Law）确定磁感应强度单位：连接一个单匝线圈，如果其磁通量在  $1\text{s}$  内以匀速变化到 0，产生  $1\text{V}$  的电动势，则其磁通量的值就是磁感应强度（见图 2.4b）。

① 根据爱因斯坦的相对论，固定的观察者，这个结论是显而易见的，但如果受观察者移动方向的影响，磁场和电场是相反的。所以我们可以说，磁场是相对论修正的电场（见 Jiles 1998）。

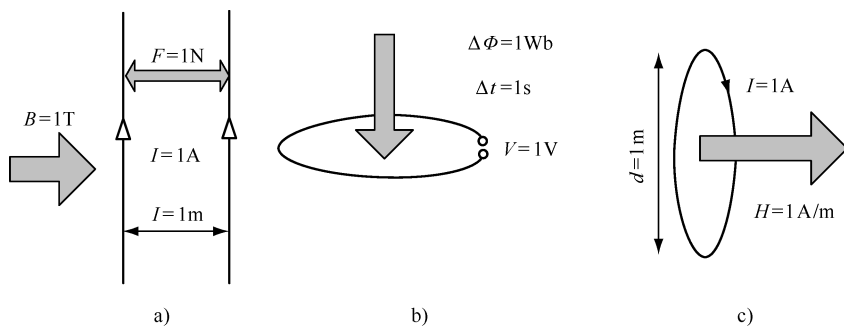


图 2.4 定义磁场的各种单位

a) 特斯拉 b) 韦伯 c) A/m

磁场强度单位也可以根据毕奥-萨伐尔定律 (Biot-Savart law) 描述。如上所示, 一个电流为 1A, 半径为 1m 的环形回路产生的磁场强度等于  $I/2r$  [参见式 (2.6)]。因此一个通过电流 1A、直径为 1m 的单匝线圈中心产生的磁场强度为 1A/m。

上面所示描述的三个量的定义如图 2.4 所示。值得注意的是, 也有其他优质的磁场源——亥姆霍兹线圈 (参阅 2.12.1 节) 和高精度的由磁共振仪器控制的磁场源 (见 2.7 和 4.7 节讨论)。

许多国家规定必须采用国际单位制 SI, 使用旧的高斯 ( $1\text{G} = 10^{-4}\text{T}$ ) 和奥斯特 ( $1\text{Oe} = 10^3/4\pi \text{ A/m}$ ) 单位制不合法。然而, 这种旧的单位包括  $\gamma = 10^{-5}\text{Oe}$  在几个国家, 特别是美国仍在使用。事实上, 旧单位很方便, 因为在真空中, 电场强度 1Oe 对应于磁感应强度为 1G。表 2.1 总结了高斯单位和国际单位之间的转换系数。

表 2.1 磁学常见单位的转换系数

|          | 特斯拉 (T)                | (A/m)                 | 高斯 (G)                 | 奥斯特 (Oe)               |
|----------|------------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|
| A/m      | $1.256 \times 10^{-6}$ | 1                     | $12.56 \times 10^{-3}$ | $12.56 \times 10^{-3}$ |
| Oe       | $10^{-4}$              | 79.6                  | 1                      | 1                      |
| T        | 1                      | $7.96 \times 10^5$    | $10^4$                 | $10^4$                 |
| $\gamma$ | $10^{-9}$              | $7.96 \times 10^{-5}$ | $10^{-5}$              | $10^{-5}$              |
| G        | $10^{-4}$              | 79.6                  | 1                      | 1                      |

### 2.2.2 磁化强度 $M$

除式 (2.14) 描述的真空介质外, 其他介质的关系为

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.15)$$

式中,  $\mathbf{M}$  是磁化强度矢量。

在这种关系中,  $\mu_0 \mathbf{H}$  代表外部源的贡献,  $\mu_0 \mathbf{M}$  代表了磁性材料内部的贡献。由此可得, 即使外部磁场强度等于零, 材料本身依然可以产生磁感应强度, 因为它已被磁化 (自生的或因之前被磁化)。

假定每种磁化材料包括大量的基本磁偶极子, 磁偶极子由电子围绕原子核转动或自旋转动产生。这些磁偶极子由磁矩  $\mathbf{m}$  表示 (如图 2.1b 中面积为  $A$  的基本电流回路,

力矩  $\mathbf{m} = \mathbf{I} \cdot \mathbf{A}$ 。在材料完全退磁情况下, 平均磁矩平衡, 由此产生的磁化为零。如果材料被磁化, 其磁化强度  $\mathbf{M}$  等于

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \mathbf{m}_i}{V} \quad (2.16)$$

磁化强度定义为单位体积内分子磁矩的矢量和 (磁化强度的单位和磁场强度同为 A/m)。

抗磁材料经外部磁场磁化时, 外磁场产生的感应磁矩与施加磁场方向不一致, 由此产生的磁感应强度减弱; 顺磁材料的感应磁矩与磁化磁场在同一个方向, 所以磁感应强度将增强。而对于铁磁体和亚铁磁材料, 感应磁矩与施加外磁场方向相同, 磁化强度则会显著增强。

### 2.2.3 磁极化强度 $\mathbf{J}$

早期的文献中, 磁性材料由磁感应强度  $\mathbf{B}$  描述, 最近, 许多标准推荐磁场极化强度  $\mathbf{J}$  替代磁感应强度  $\mathbf{B}$ :

$$\mathbf{J} = \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.17)$$

所以, 磁场极化强度等于  $\mu_0 \mathbf{M}$ 。因此在软磁材料典型应用中, 磁场强度的值通常是不大于 1kA/m,  $\mu_0$  为  $4\pi \times 10^{-7} \text{ Wb/A}\cdot\text{m}$ , 所以磁感应强度  $\mathbf{B}$  和极化强度  $\mathbf{J}$  之间区别极小。在硬磁性材料方面, 这种区别却是显著的, 通常给出  $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$  和  $\mathbf{J} = f(\mathbf{H})$  这两种关系。

### 2.2.4 磁导率 $\mu$

磁性材料磁感应强度  $\mathbf{B}$  与磁场强度  $\mathbf{H}$  之间关系为

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.18)$$

在实践中, 用这个关系描述材料属性很不方便, 通常采用材料磁导率与真空磁导率比值关系, 即相对磁导率  $\mu_r = \mu/\mu_0$ , 因此式 (2.18) 可写成下式

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.19)$$

从理论上讲, 磁导率  $\mu$  是描述磁性材料属性的最好参数, 因为它预示两个主要的材料参数磁感应强度  $\mathbf{B}$  和磁场强度的  $\mathbf{H}$  的直接关系。但事实上, 情况要复杂得多, 因为

1)  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{H}$  之间的关系几乎总是非线性, 因此磁导率取决于工作点 (磁场强度的值)。图 2.5 给出电工硅钢的一个典型曲线  $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ 。可以看到, 相对磁导率最大值达到约 40000, 但是, 在高磁感应强度时其低得多 (对于深度饱和时其值非常小, 实际上不像是铁磁材料)。类似地, 对于非常小的磁场, 初始磁导率也大大减小。因此, 固定值磁导率给出的信息仅仅是一个固定工作点。

2) 材料磁化受其形状的影响——磁体的磁导率与原材料磁导率可以完全不同 (这个问题稍后将在第 5 章讨论)。通常, 不均匀磁化的磁体我们只能确定平均值。

3) 大多数磁性材料是多晶的, 材料的磁化方向不同 (材料各向异性), 磁导率也不同。因此, 磁导率应该描述成张量形式:

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

通常我们限定这一问题在二维（2D）情况，但即使 2D 的磁化也非常复杂。

4) 磁导率取决于许多其他因素：频率和谐波（正弦形磁感应强度偏差）等。对于更高的频率，应该考虑磁导率的实部和虚部（复数磁导率），两者的关系  $\mu = \mu' + j\mu''$ 。

因此，从物理学角度来看尽管磁导率是一个非常有用的参数，但在技术应用方面，应用磁化曲线作为磁化过程的描述更加合理。尽管如此，在某些应用过程中，磁导率还是最重要的因素。例如，电磁屏蔽设计（磁导率值越高，屏蔽效果越好）、磁选矿机设计。在这些设备上，尽可能使用最高磁导率的磁性材料。目前，铁磁材料的相对磁导率可高达 1000000（100 万）。表 2.2 给出一些相对磁导率大的典型工业用铁磁材料。

表 2.2 相对磁导率值大的典型工业用铁磁材料

| 材 料                         | $\mu_{\text{rmax}}$ |
|-----------------------------|---------------------|
| 铁                           | 6,000               |
| 纯度 99.9 的铁                  | 350,000             |
| 硅铁(无取向)                     | 8,000               |
| 硅铁(有取向)                     | 40,000              |
| 硅铁(立方结构)                    | 100,000             |
| 镍铁导磁合金 78Ni-22Fe            | 100,000             |
| 镍铁钼超导磁合金 79Ni-16Fe-5Mo      | 1,000,000           |
| 镍铬钴高磁导率合金 43Ni-34Fe-23Co    | 400,000             |
| 非晶态合金 Fe40-Ni38-Mo4-B18     | 800,000             |
| 非晶态合金 Co66-Fe4-B14-Si15-Ni1 | 1,000,000           |
| 纳米晶毫微坡莫材料 Fe86-Zr7-Cu1-B6   | 50,000(1kHz)        |

由磁化曲线斜率代替磁导率的幅值（磁化曲线斜率即在原点 0 和任意一点之间连线，见图 2.5），可以确定差分（增量）磁导率：

$$\mu_{\Delta} = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (2.21)$$

在许多应用程序中，例如，当确定小的交变磁场下材料的偏直流磁时，磁滞回线的斜率非常重要。对于这种小回线，可以确定其逆转磁导率（见图 2.5）（Bozorth 1951，Morrish 2001）。

### 2.2.5 磁化系数 $\chi$

在某些应用中，特别是对磁化过程进行物理分析时，在表示磁化强度  $M$  和磁场强度  $H$  的数量关系的时候，磁化系数  $\chi$  比磁导率更常用：

$$M = \chi H \quad (2.22)$$

磁化系数和磁导率之间的简单关系为

$$\mu_r = \chi + 1 \quad (2.23)$$

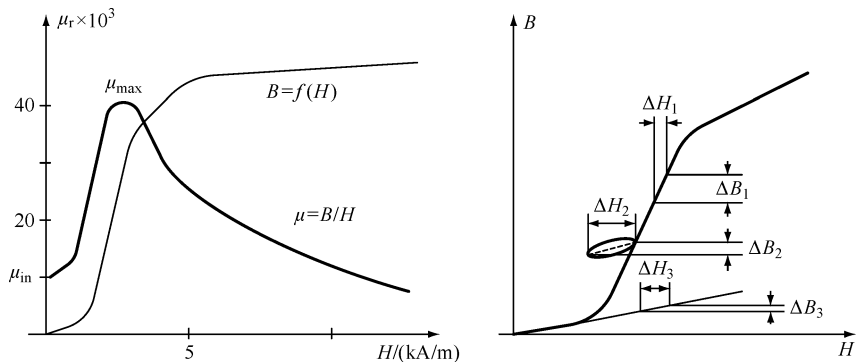


图 2-5 典型的电工钢在磁场强度下确定磁导率，相对磁导率和其他磁导率定义方法：磁导率  $\mu_r = (B/H)/\mu_0$ ，差分磁导率  $\mu\Delta = (\Delta B_1/\Delta H_1)/\mu_0$ ，逆转磁导率  $\mu_{rev} = (\Delta B_2/\Delta H_2)/\mu_0$ ，初始磁导率  $\mu_{in} = (\Delta B_3/\Delta H_3)/\mu_0$

古地磁学中常用测量磁化率来研究岩石的剩磁（参见 6.1.3 节）。医学中磁化率测量术常被用作肝脏铁超负荷的诊断方法（参见 6.3.3 节）。

### 2.2.6 磁阻 R

在磁路分析中，引入磁阻  $R$  概念是很必要的，其与磁动势或安匝数  $nI$  以及磁通量  $\Phi$  有关。引入  $R$  后，可得一个类似于电学欧姆定律的关系。均匀磁路的磁阻与长度  $l$  和横截面积  $A$  的关系可表示为：

$$R = \frac{l}{\mu_r \mu_0 A} \quad (2.24)$$

如图 2.6 所示，一个带气隙的环形铁心，根据安培定律（式（2.7））

$$nI = H_{Fe} l_{Fe} + H_a l_a \quad (2.25)$$

可得

$$nI = \left( \frac{B}{\mu_0} - M \right) l_{Fe} + \frac{Bl_a}{\mu_a} = B \left( \frac{l_{Fe}}{\mu_{Fe}} + \frac{l_a}{\mu_a} \right) = \Phi \left( \frac{l_{Fe}}{\mu_{Fe} A_{Fe}} + \frac{l_a}{\mu_a A_a} \right) \quad (2.26)$$

由此，得到了一个类似于欧姆定律的简单关系，磁通量  $\Phi$  取决于磁阻  $R$  和磁动势  $nI$ ，即  $\Phi = nI/R$ （可与  $I = V/R$  相比较）。

## 2.3 铁磁材料的磁化过程

### 2.3.1 磁畴结构

铁磁材料在微观领域可自发磁化，形成微小磁偶极子。此外，一个典型多晶材料是由许多晶体构成的。每个微晶有一个特有易磁化方向。这些晶体排列是随机的，因

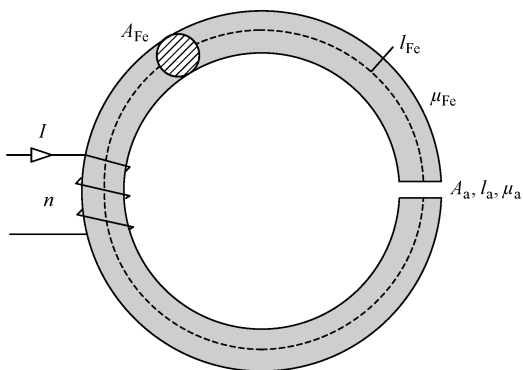


图 2.6 带气隙的环形磁路

此材料由大量随机排列的磁极构成。但是，即使在技术上让所有微晶在一个方向上排列（也可以说保证良好的纹理），整个磁体由于畴结构的存在也可以进行退磁。

局部磁化状态取决于许多因素，如晶粒结构、晶粒尺寸、存在的杂质和局部应力，而更重要的是局部磁能量的平衡。局部磁能量可以包含多个部分，例如 [卡尔 (Carr) 1969, 赫伯特和谢弗 (Hubert and Schäfer) 1998]：

- 1) 静磁能：退磁磁场的相应能量。
- 2) 磁晶能：各向异性晶体相应能量。
- 3) 交换能：相邻磁偶极矩间相互交换的能量。
- 4) 磁致弹性能：磁致伸缩效应的能量。
- 5) 畴壁能：相邻电子自旋交互存在的能量。

磁性材料自发产生磁化方向相同的小区域——确保自由能最小的磁域。图 2.7 给出了形成畴结构的过程——每个后续区域呈现低能量状态，最后一个（最低静磁能）小区域实际上没有磁通泄漏，磁化强度平均值为零，所有的磁场能量都包含在材料中。真正的磁性材料，由于晶粒边界、杂质、机械缺陷等影响，磁畴结构非常复杂。

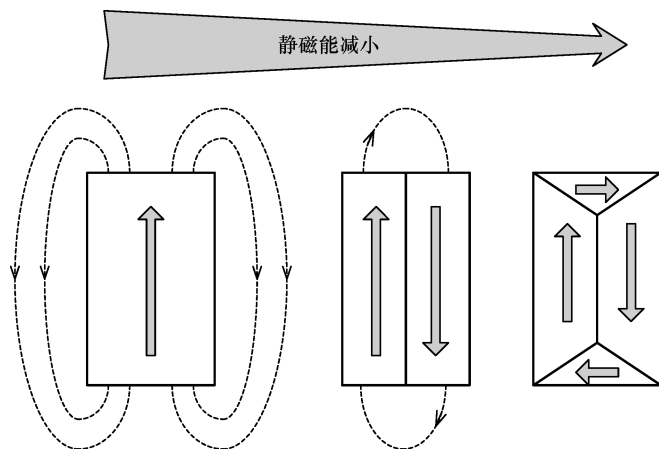


图 2.7 各种磁畴结构——每个后续区域能量低于总磁能量

畴壁 (DW) 隔开磁化方向相反的任何畴 (见图 2.8)。这样的畴壁相对较薄 (小于  $10\mu\text{m}$ )，而且在这样小的体积内，基本磁偶极子反向排列 (见图 2.8)。

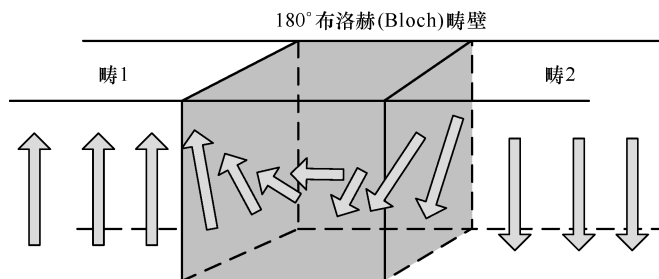


图 2.8 布洛赫 (Bloch) 磁畴壁的结构



磁畴和畴壁的存在，对磁滞回线和磁化曲线表示的磁化过程有显著影响。磁畴结构将在 2.10.7 章节中讨论。

### 2.3.2 磁化曲线

磁化曲线代表极化强度  $J$ （或磁感应强度  $B$ ）和磁场强度  $H$  之间的关系。它包含给定磁性材料的基本信息，通常可在材料目录中查出（设计者可使用）。

图 2.9 给出一个典型的磁化曲线。磁化过程可分成几个部分，从材料完全退磁状态开始，当有外加的小磁场作用时，磁畴自发从最接近外磁场方向开始磁化，逐渐消耗在其他畴区域。对于一个小磁场，这个过程是可逆的。如果移去磁场，材料将回到初始状态而没有磁滞。

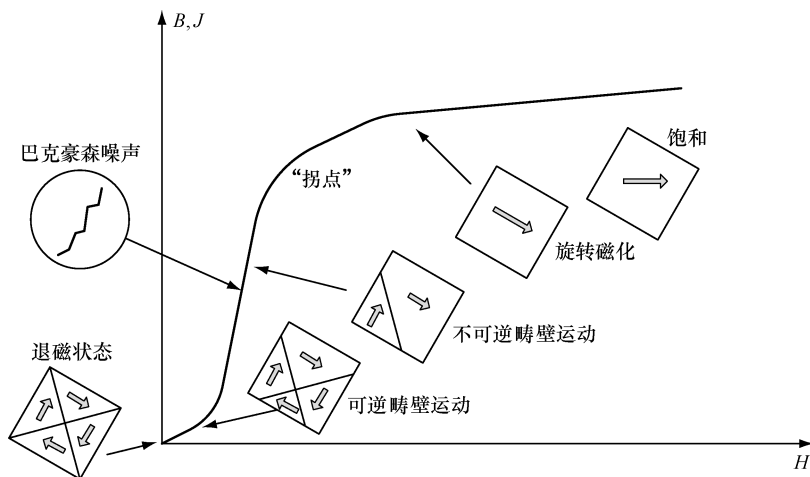


图 2.9 典型的磁化曲线 (After Brailsford, F.: Magnetic Material. 1948. Copyright Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.)

下一部分磁化曲线以最大磁导率为特征。在本部分中，畴壁运动是不可逆的。如果我们移去磁场，由于畴壁的新位置，材料仍然被部分磁化，即出现磁滞效应。

个别畴壁的运动位移是可检测的，从一个固定位置“跳”到另一位置，畴壁的位置是不连续的。这种不规则的磁化，可由缠绕在磁化材料上线圈的脉冲电压产生。这种现象叫做“巴克豪森效应”（Barkhausen 1919）。巴克豪森效应如图 2.10 所示，注意与畴壁运动有关的不连续变化量，在图 2.9 中这部分曲线放大后是不光滑的。

巴克豪森噪声很大程度上取决于微观结构及机械压力，因此，它通常用于材料评价和无损检测（Bray and McBride 1992）。

当进一步增加磁场（高于拐点），畴壁运动过程消失了，而且磁畴排列旋转到与磁化方向一致——沿着磁场的方向强制磁化。随着磁场强度的增大，极化值达到饱和极化强度  $J_s^\ominus$  附近，然后随磁场变化就很小了。

① 根据关系式(2.17)，饱和极化强度  $J_s$ 、磁场  $H$  中磁感应强度  $B$  还是会增加（见图 2.13）。



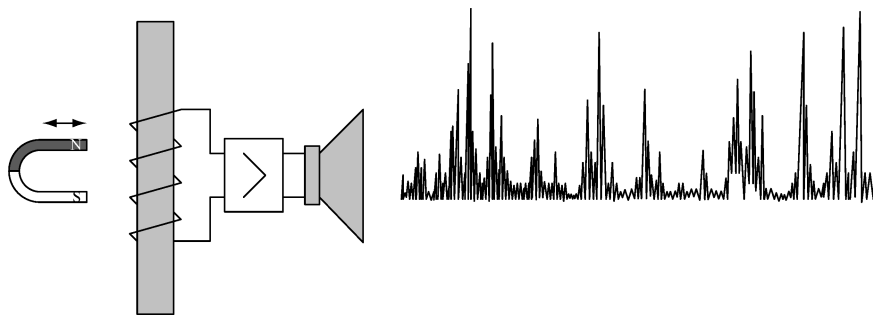
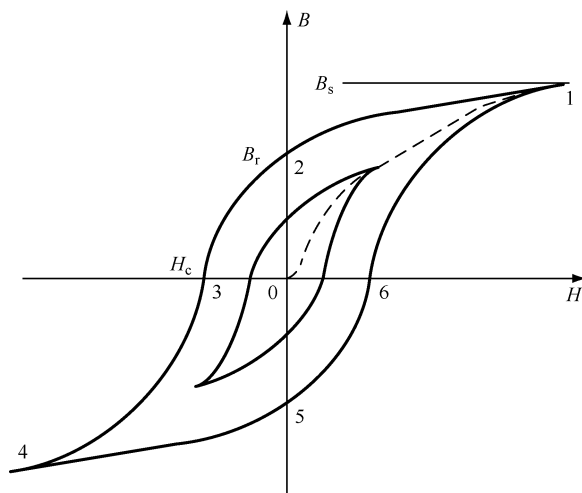


图 2.10 巴克豪森效应

原始磁化曲线可以通过测量由直流磁场变化引起的磁感应强度变化获得（退磁后的开始状态）<sup>⊖</sup>。实际上更常见更简单的是使样品在交变磁场磁化，磁化曲线是磁滞回线端点的连线（参见下一节）。通过交流励磁确定的磁化曲线，磁场强度和磁感应强度都可以是非正弦的。因此，关系式  $B=f(H)$  通常决定于  $B$ 、 $H$  的有效值（或者其平均值）。

### 2.3.3 磁滞回线

磁滞是所有铁磁材料的一个实际特征（贝尔托蒂（Bertotti）1998，德拉托雷（Della Tore）1999）——通常是象征磁性的一个代名词。典型的磁滞回线如图 2.11 所示。

图 2.11 磁滞回线及其特征点  $B_r$ 、 $H_c$ 

⊖ 物质去磁可以通过加交变磁场，然后逐渐减小磁场振幅，直至下降为零，这样使磁滞回线越来越小。获得真正的完全退磁状态，材料应该被加热高于其居里点，并慢慢降低到室温（但这种方法有时不可逆地改变材料的属性）。

从退磁状态开始，第一个路径是类似于原始磁化曲线 0 和 1 之间的一部分。但是，如果开始减少磁场强度，则会沿路径 1-2 返回，这是由于畴壁位置不可逆转引起磁化曲线的上升。因此，回到磁场强度为零的位置 2，材料依然被磁化且该磁化称为剩磁感应强度  $B_r$ （或剩余磁化）。

继续施加相反方向的磁场，再次获得零值至位置 3，这个磁场被称为矫顽磁场（矫顽力） $H_c^\ominus$ 。矫顽力是软磁材料磁化时一个非常重要的参数，因为磁损耗取决于磁滞回线。很明显矫顽力越小的功率损耗就越小，表 2.3 收集了一些典型软磁材料磁滞回线的参数。

表 2.3 各种软磁材料磁滞回线的主要参数

| 材 料                         | $H_c / (\text{A/m})$ | $B_s / \text{T}$ |
|-----------------------------|----------------------|------------------|
| 铁                           | 70                   | 2.16             |
| 纯度 99.9 的铁                  | 0.8                  | 2.16             |
| 硅铁（无取向）                     | 40                   | 1.95             |
| 硅铁（有取向）                     | 12                   | 2.01             |
| 硅铁（立方结构）                    | 6                    | 2.01             |
| 镍铁导磁合金 78Ni-22Fe            | 4                    | 1.05             |
| 镍铁铜超导磁合金 79Ni-16Fe-5Mo      | 0.15                 | 0.79             |
| 波门杜尔铁钴合金 50Fe-50Co          | 160                  | 2.46             |
| 非晶态合金 Fe40-Ni38-Mo4-B18     | 8                    | 0.88             |
| 非晶态合金 Co66-Fe4-B14-Si15-Ni1 | 0.24                 | 0.55             |
| 纳米晶毫微坡莫材料 Fe86-Zr7-Cu1-B6   | 3                    | 1.52             |

其他磁滞参数来自硬磁材料（永久磁铁）。在这种情况下，剩磁感应强度和矫顽力应尽可能高，因为参数  $(BH)_{\max}$  代表存储磁性的能量（同样代表与其他永磁的吸引力）（见图 2.24）。表 2.4 收集了各种典型硬磁材料磁滞回线的参数。

表 2.4 各种典型硬磁材料的磁滞回线的参数

| 材 料                                 | $B H_c / (\text{kA/m})$ | $B_r / \text{T}$ | $(BH)_{\max} / (\text{kJ/m}^3)$ |
|-------------------------------------|-------------------------|------------------|---------------------------------|
| 铁酸盐 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ | 144                     | 0.35             | 26                              |
| 铝镍钴合金 Fe-Co-Ni-Al                   | 52                      | 1.30             | 44                              |
| $\text{SmCo}_5$                     | 690                     | 0.92             | 200                             |
| Sm (Co-Fe-Cu-Zr)                    | 560                     | 1.12             | 240                             |
| Nd-Fe-B                             | 780                     | 1.35             | 320                             |

⊖ 如果从  $B(H)$  曲线决定矫顽力，通常用  $B H_c$  表示它，相对取决于从  $J(H)$  回线得出的矫顽力表示为  $J H_c$ （见图 2.13）

到达磁滞回线的第3点后，可以在负方向上继续增加磁场直到反向端点——接近负饱和度  $B_s$ （第4点）。接下来，如果我们继续研究磁场和磁感应强度（从正值和负值）的变化，将回不到起始点0，但可在点1接近闭合环路。如果用交变正弦磁场来磁化材料，也会形成闭合的环路（交变磁场每个周期将对应于围绕环路的一个完整过程）。磁滞回线的不同由于磁化过程中峰值的不同——通过改变这个峰值，即可以获得一簇磁滞回线（见图 2.12a）。通过连接这些回线的端点，曲线很接近延伸的原始磁化曲线。

如果在磁滞回线任意点的磁化场方向逆转，回线不遵循相同的轮廓线，但形成了一个子磁滞回线的支链（见图 2.12b）。

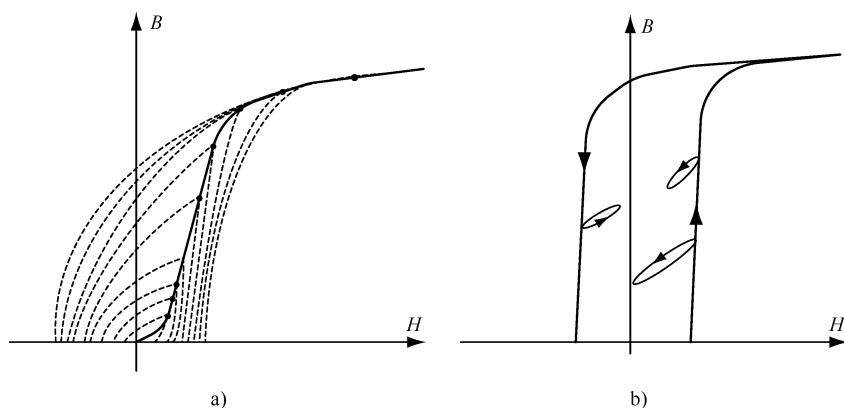


图 2.12 从磁滞回线簇获得各种磁化振幅

a) 连接环路的端得到磁化曲线 b) 原始和子磁滞回线

对于软磁材料，磁滞回线  $B(H)$  和  $J(H)$  几乎是相同的。而硬磁材料由于更高的磁场强度值（见图 2.13），两者会出现显著差异。（比较表 2.3 和表 2.4 中的矫顽力）。

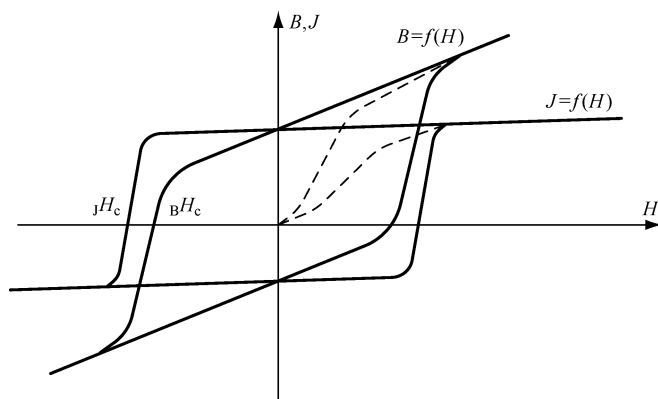


图 2.13 确定硬磁材料的磁滞回线

## 2.4 各向异性和纹理

### 2.4.1 磁晶各向异性

若材料属性随着磁化方向改变，那材料就显示各向异性，例如，如果磁性材料的磁性取决于磁化方向，如果没有方向性的变化（各个方向的属性相同），材料则是各向同性。各向异性是一个内部固有属性（例如由于其晶体结构），或是由外力诱发，例如，通过塑性形变（旋转）、热处理、辐射等（Cullity and Graham 2009）。各向异性也可以在制造过程中产生——引起单轴各向异性就是在磁场作用下沉积磁性薄膜。即使物质本身基本上各向同性的，由于形状样品也可获得各向异性——消磁磁场（参见下一节）。

大多数铁磁材料包含多个晶体——多晶硅。假定晶体强磁各向异性是由于自旋轨道晶格交互。引起图 2.14 给出了铁晶体的磁化曲线，它有一个立方体（BCC）结构。可以看到，铁晶体沿着  $[100]$  轴（这是一个容易磁化的轴）展现良好的磁性<sup>⊖</sup>。中等磁性沿着  $[110]$  轴，劣磁性则沿着  $[111]$  轴（难磁化的轴）方向（见图 2.15）。

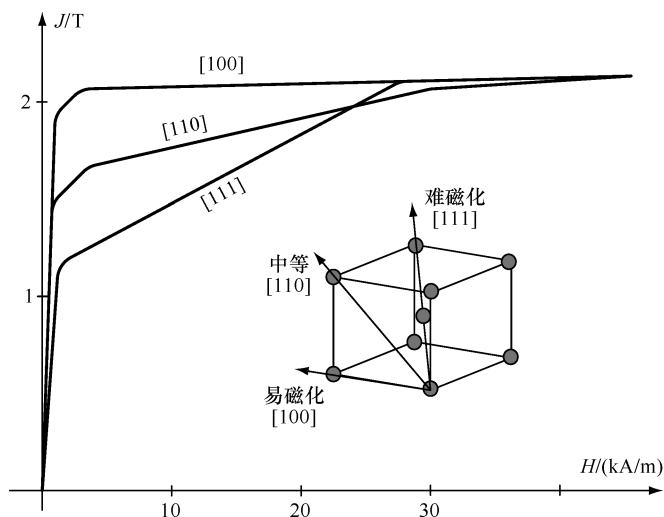


图 2.14 铁单晶的磁化曲线

典型多晶材料由随机分布的晶体组成，因此磁化曲线应是图 2.14 所示的平均值。然而，从图 2.14 中可以得出以下结论：

1) 如果知道设计产品的磁通方向（例如，沿绕线铁心或变压器铁心），可通过排列晶体顺序沿着  $[100]$  轴的方向，以获得优异的磁化性能。事实上，磁性材料晶体（例如有取向电工钢）是有序排列的。通常首选的是轧制方向，因为纹理通常由热轧或

⊖ 通常用米勒指标描述晶轴和平面，图 2.15 是米勒指数立方晶格的例子。

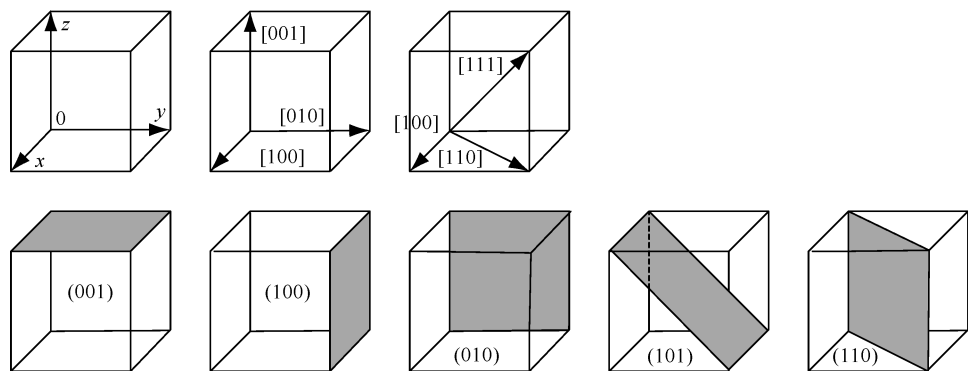


图 2.15 使用米勒指数的插图

冷轧以达到特殊厚度时产生的。

2) 如果磁通改变其方向 (例如, 在旋转电动机中), 重要的是要消除各向异性, 因为它产生额外能量损失。有几组各向同性材料: 无取向性电工钢、非晶和纳米晶体。然而, 在现实中这些材料具有某种程度的各向异性, 这是由于制造过程轧制、铸造或退火工艺引起的。

就像前面所描述的, 畴结构形式保持在最低能量的状态——更可取的方向是畴磁化沿着局部微晶体的易磁化轴。立方结构的各向异性能量  $E_k$  由以下关系描述 (Akulov 1929):

$$E_k = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1\alpha_2\alpha_3)^2 \quad (2.27)$$

式中,  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  是关于立方体磁化轴方向的余弦;  $K_1, K_2$  是各向异性常量;  $K_0$  是各向同性能量的贡献, 铁的各向异性常数是  $K_1 = 4.8 \times 10^4 \text{ J/m}^3$  和  $K_2 = -1.0 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ 。

给定材料的各向异性属性通常以极坐标图形式表示。这种图的两个例子——能量和磁场强度与磁化方向对比如图 2.16 所示。很明显, 最难磁化的角度在  $54.7^\circ$ , 这对应  $[111]$  轴。

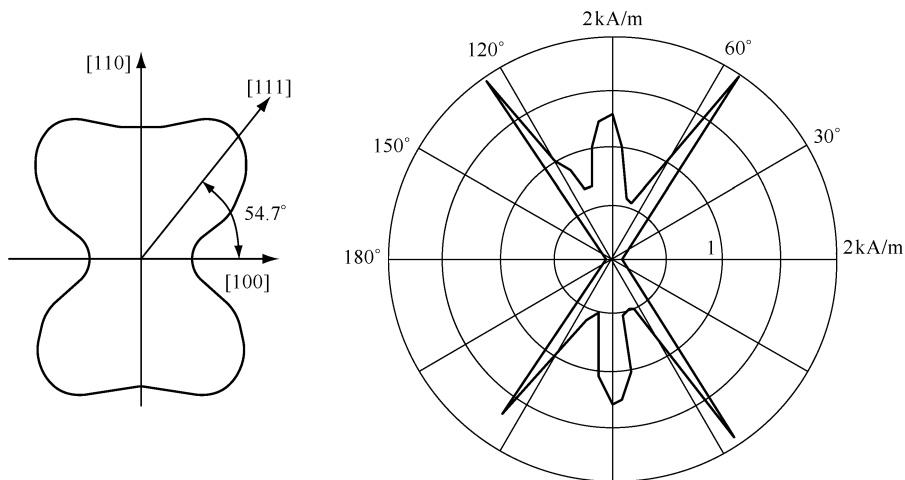


图 2.16 铁晶体各向异性能量和实验确定的晶粒取向钢磁场强度关系的极坐标图

### 2.4.2 纹理

1934年, 戈斯发明一项硅铸铁电工钢产生纹理的专利 (Goss 1934, 1935)。通过使用特殊冶金过程 (滚轧和退火的组合), 他开发出一项上边缘立方体或  $(110)[100]$  纹理技术, 如图 2.17a 所示。这个纹理中, 晶体易磁化轴与一个轧制方向接近。这种电工钢晶粒取向技术 (经过改进) 仍在全球范围内广泛使用。

另一个纹理与一个易磁化轴在产生方向, 面心立方  $[100]$  (100) 如图 2.17b 所示。这种纹理可出现在坡莫 (Permalloy) 合金 [Graham (格雷厄姆) 1969 年] 和实验室规模的硅铸铁钢中 (立方体面或双取向硅钢板)。

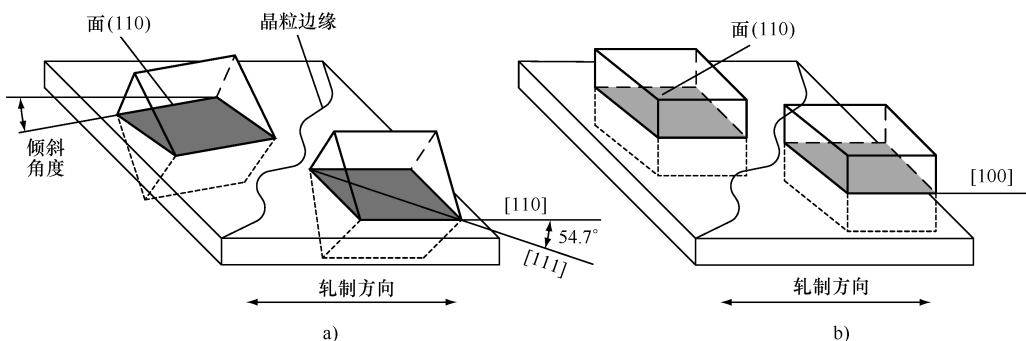


图 2.17 两种首选容易磁化轴的纹理

a) 立方体面 (Goss) b) 面心立方

戈斯纹理, 在方程 (2.27) 中可以用方向余弦代替

$$\alpha_1 = \sin\theta \sin 45^\circ; \alpha_2 = \sin\theta \cos 45^\circ; \alpha_3 = \cos\theta \quad (2.28)$$

式中,  $\theta$  是磁化的角度。经简单计算后, 得出能量 (Chikazumi 2009) 为

$$E_k = K_0 + K_1 (0.25 \sin^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta) + 0.25 K_2 \sin^4 \theta \cos^2 \theta \quad (2.29)$$

图 2.18 给出了磁化计算中依赖角度的磁化能量关系, 从这种计算关系可得到立方纹理的计算结果 (Chikazumi 2009):

$$E_k = K_0 + K_1 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \quad (2.30)$$

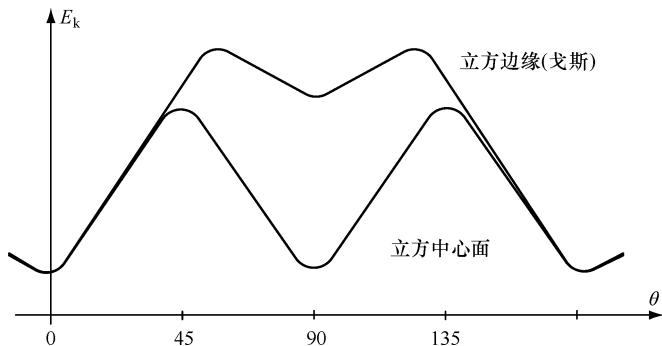


图 2.18 戈斯和立方纹理的依赖角度的磁晶能量计算

图 2.19 给出了测量的磁场强度与磁化方向对比图。尽管与理论计算（见图 2.18）结果比例有所不同，但可明显检测到  $0^\circ$ 、 $55^\circ$  和  $90^\circ$  三个轴。

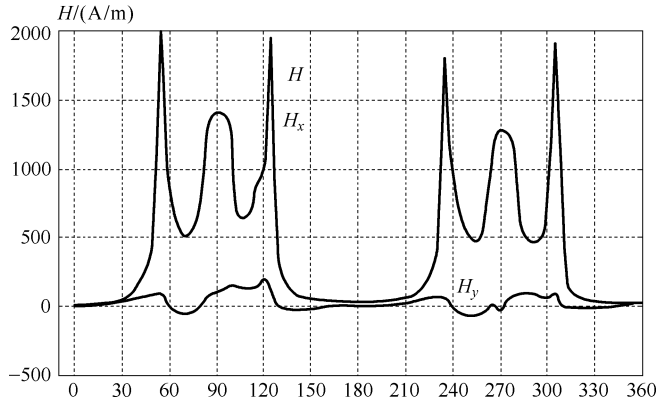


图 2.19 晶粒取向钢的磁化角度与磁场强度的实验结果

最可靠的纹理分析是采用由劳厄（Laue，1914 年获诺贝尔奖）发现的 X 射线衍射方法。从图片上的 X 射线衍射得到晶体点阵元素——图 2.20 给出戈斯和立方纹理极图。也可以使用其他衍射方法进行纹理分析，例如，电子背向散射衍射（EBSD）方法。EBSD 的数据可以用 MATLAB 中针对纹理分析开发的工具箱 MTEX 进行分析。

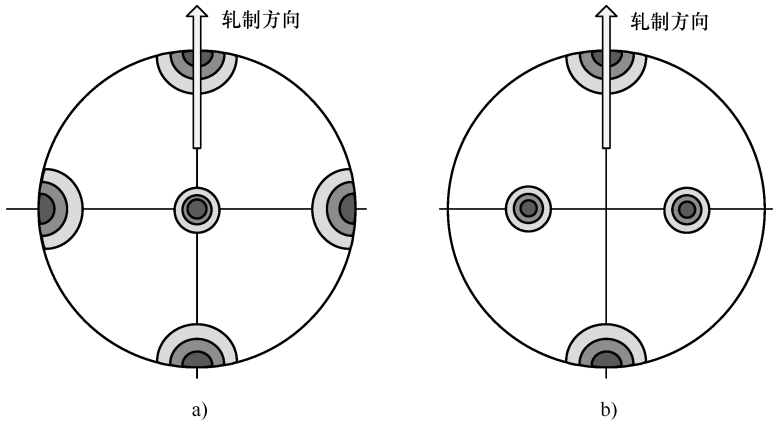


图 2.20 a)立方极图和 b) 戈斯纹理极图 (From Graham, C. D., Textured magnetic materials, in Magnetism and Metallurgy, Berkowitz, A. E. and Kneller, E. (Eds), Academic Press, San Diego, CA, Chapter XV, 1969)

纹理是没有直接单位的量。通常，纹理分析由衍射数据统计分析组成——什么样的纹理为主，什么是轧制方向分散角（倾斜和偏航角度）（Bunge 1982，Blandford 和 Szpunar 1989，Wenk 和 Van Houtte 2004）。这个取向分布函数（ODF）参数通常作为分析的结果，它代表晶粒纹理的体积分数沿着一个确定的方向。

### 2.4.3 形状各向异性

当一块铁磁材料被磁化，它就具有了自己的磁场（就像由磁铁的一个磁极去磁化样品）。退磁场  $H_d$  取决于样品的形状，可以表示为退磁因子  $N_d$ ：

$$H_d = N_d M \quad (2.31)$$

退磁场  $H_d$  是在磁化场  $H$  相反的方向，并描述为样品的内磁场  $H_{in}$ ：

$$H_{in} = H - N_d M \quad (2.32)$$

因为退磁场影响内磁场，事实上，只有将实际材料做成样品才能研究铁磁材料的性质，但磁性能又依赖于样品的形状。主要问题是退磁场不均匀和难以计算，因此样品磁化不均匀，且不能确切地知道内部场强值  $H_{in}$ 。但形状是椭球（也包括球体）时例外，椭球可在外部均匀场下磁化（见图 2.21），对于一个给定的椭球面，可以相对容易地确定退磁因子  $N_d$ 。

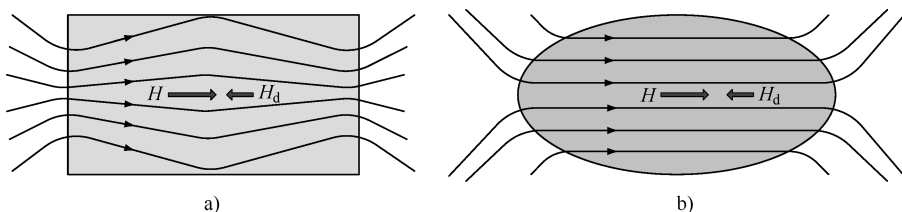


图 2.21 样品均匀外场的不均匀磁化 a) 异常的椭球形状 b)

对于一个长度  $l$ ，中心直径为  $d$  的细长椭球，退磁因子可描述为如下简单关系 (Osborn 1945)：

$$N_d \approx \frac{1}{k^2} (\ln 2k - 1) \quad (2.33)$$

其中  $k$  是椭球的形状系数（长度与直径比）。图 2.22 给出细长椭球的退磁因子，其中  $k=1$ ， $N_d=1/3$ ； $k=10$ ， $N_d=0.02$ 。

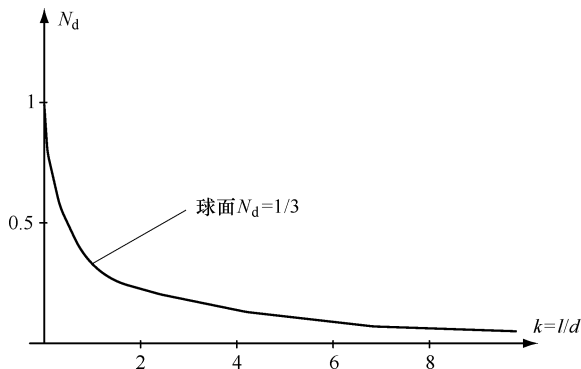


图 2.22 椭球退磁因子与形状系数  $l/d$ （长径比）的依存关系

退磁场显著劣化表现在铁磁样品的磁导率上。由此，磁导率  $\mu_e$  为



$$\mu_c = \frac{\mu_r}{1 + N_d(\mu_r - 1)} \quad (2.34)$$

例如, 对于一个尺寸  $l = 300\text{mm}$ 、 $D = 10\text{mm}$ 、磁导率  $\mu_r = 100,000$  的磁心材料, 产生的磁导率大约只有 300。然而, 形状各向异性的影响更大。如果  $\mu_r$  是非常大的, 式 (2.34) 可以近似为

$$\mu_c \approx \frac{1}{N_d} \quad (2.35)$$

这意味着, 对于一个高磁导率材料, 磁心磁导率实际上并不取决于材料特性 (例如, 随着温度变化), 而是磁心尺寸。

形状的各向异性可以显著地影响磁化曲线和磁滞回线。图 2.23 给出样本和材料 (即样品形状可以忽略不计的情况下) 之间的差异, 不同之处是退磁曲线斜率  $B/H\mu_0 = -1/N_d$ 。

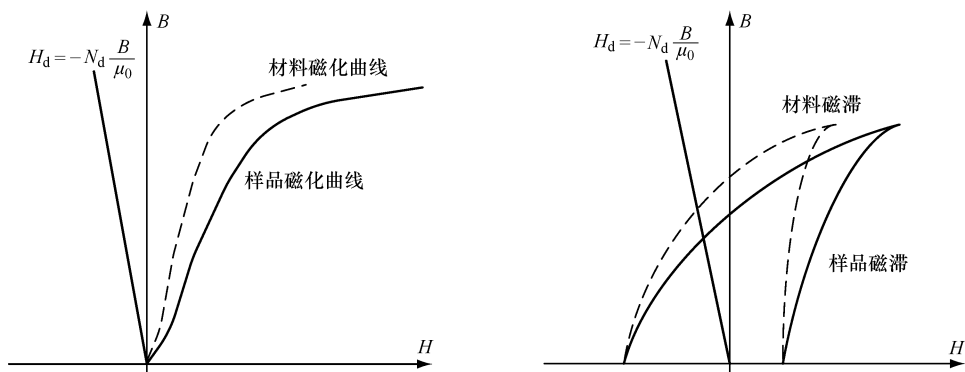


图 2.23 形状各向异性对磁化曲线的形状和磁滞回线的影响

考虑到形状各向异性, 显然应该优选闭合的圆环形芯, 因为在这种情况下退磁因子接近于零。

对于有一个气隙的样品 (图 2.6 的例子), 式 (2.25) 的关系可以写成

$$nI = H_{Fe}(l - l_p) + H_a I_a \quad (2.36)$$

在没有气隙的样品中, 磁场强度是  $H' = nI/l$ , 因此

$$H' - H_{Fe} = M \frac{l_a}{l} \quad (2.37)$$

由磁通的连续性原理,  $B_{Fe} = B_a$  和  $\mu_0(H_{Fe} + M) = \mu_0 H_a$ , 并有

$$H_a = M + H_{Fe} \quad (2.38)$$

所以从关系式 (2.37) 和式 (2.38), 带有气隙的环形铁心的退磁因子是

$$N_d \cong \frac{l_a}{l} \quad (2.39)$$

在永久磁铁中气隙始终存在。由于外加的退磁磁场, 材料剩磁感应强度由  $B_r$  降低到  $B_m$ , 如图 2.24 所示。图 2.24 右侧显示了感应中的磁场能量 ( $BH$ ) 依赖关系, 而左边显示了磁滞回线的第三象限部分。正确地选择一个永久磁铁形状, 可确保操作点  $P$

对应于最大的磁存储能量（这个问题将在 3.6.1 节中讨论）。

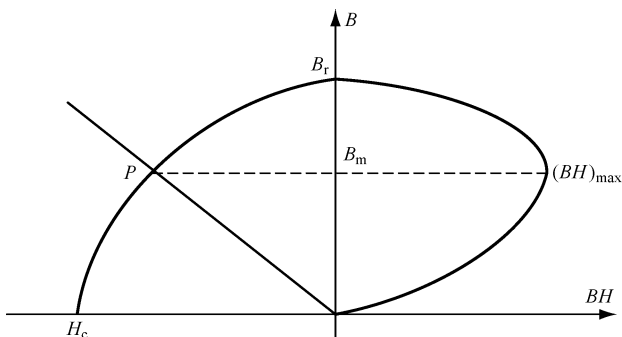


图 2.24 永久磁铁中剩磁感应与形状各向异性的关系

## 2.5 电磁损耗

### 2.5.1 磁化轴功率损耗

损耗是电工钢的一个重要参数。电工钢的等级（包括价格）取决于其损耗的大小。

损耗主要以热量的形式向外消散，因此造成了能源浪费。虽然现代电力变压器效率高达 99%，但据估计，英国每年因此的能量损失就相当于  $7 \times 10^6$  桶的石油，大约 35000t 的二氧化硫和  $4 \times 10^6$ t 二氧化碳排放的当量（Moses 1990）。美国每年铁心损耗达近 45 亿 kWh，售价约 30 亿美元（Moses 1990，

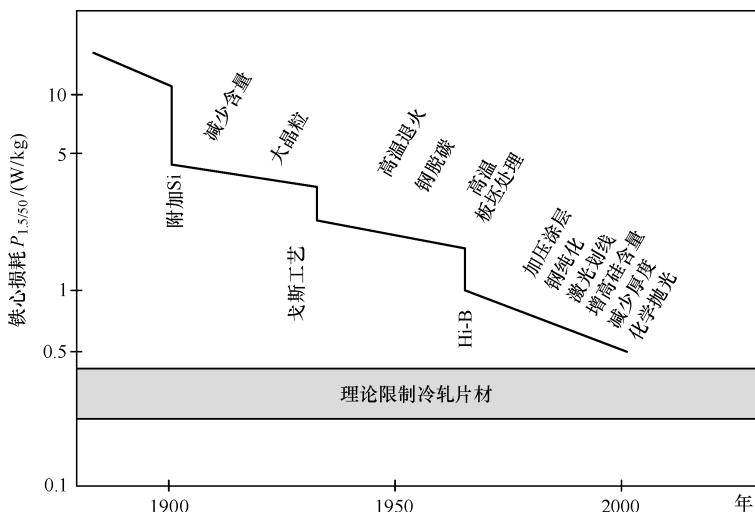


图 2.25 铁心损耗的改善进程史

（Stodolny, J., Metall. Foundry Eng., 21, 307, 1995.）

Moses and Leicht 2004）。怪不得所有钢铁制造商试图改善电工钢质量，因为即使很小的改进，也能转换成显著的经济效益和环境效益。

图 2.25 给出电工钢铁铁心损耗减少的历史进程。在过去的 100 年里，损耗从开始

大约 15 W/kg 降低到了接近理论值的  $P_{1.5/50} = 0.4 \text{ W/kg}^{\ominus}$ 。这个历史中有四个革命性的改进发生：1900 年添加硅，1934 年戈斯纹理，1970 年开发了 HiBi 钢铁，1980 年开发了非晶材料。

能量的损耗可以通过物理和工程两种不同方法估计（西弗 Sievert 2005）（见图 2.26）。第一种是利用时间  $t$  和面积  $a$  的坡印廷矢量<sup>②</sup>积分计算（在磁化过程一个周期内）

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \oint_a (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{a} dt \quad (2.40)$$

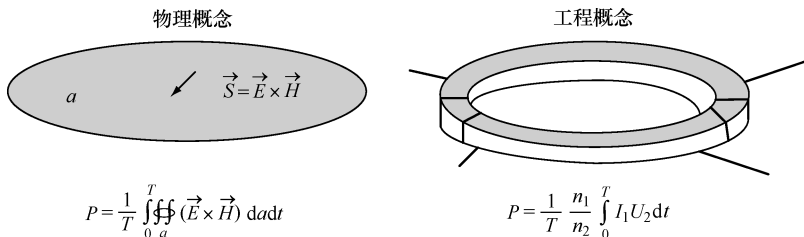


图 2.26 决定能量损耗的两种设想

方程 (2.40) 可转换为在体积  $V$  内的磁损耗关系<sup>③</sup>（Bertotti 1998）：

$$P = \frac{V}{T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (2.41)^{\text{④}}$$

考虑到工程的概念，测量利用一次绕组  $n_1$  和二次绕组  $n_2$  磁化的一个周期内功率（Fiorillo 2004）：

$$P = \frac{1}{T} \frac{n_1}{n_2} \int_0^T i_1(t) u_2(t) dt \quad (2.42)$$

根据安培定律  $Hl = I_1 n$ ，电流  $I_1$  在一次绕组同磁场强度  $H$  成正比；根据法拉第定律，二次绕组感应电动势与  $dB/dt$  成正比，以上两个概念体现了同样的理念。

按照惯例，功率损耗由质量为  $m$  的样品的相对功率损耗  $P_w$  确定：

$$P_w = \frac{P}{m} = \frac{V}{mT} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (2.43)$$

或者考虑到相对密度  $\gamma$  为  $\gamma = m/V$

$$P_w = \frac{1}{\gamma T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (2.44)$$

①  $P_{1.5/50}$  意味着在感应强度在 1.5 T 和 50 Hz 下确定的损耗。

② 坡印廷矢量  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$  (其中  $\mathbf{E}$  是电场、 $\mathbf{H}$  是磁场) 代表电磁场传送到磁化的个体的能量流量矢量 (因此, 矢量指向磁化的表面), 坡印廷矢量理论是乌莫夫 (Umov) 提出的, 因此也被认为是坡印廷-乌莫夫矢量。

③ 基于坡印廷矢量推导损耗将在 2.9.5 节详细描述。

④ 式 (2.41) 中有时会用极化强度替代磁感应强度。

如果不知道样品的质量，关系式（2.44）是非常有用的，例如，当确定局部的单位损耗时。

表 2.5 和表 2.6 提供了一些常见软磁材料的相对功率损耗。损耗大约取决于磁感应强度的平方，如图 2.27 所示。此外，能量损耗还与频率  $f$  有关，如图 2.28 所示。

表 2.5 常见的软磁材料的相对功率损耗（50Hz）

| 材 料          | $P_{1.3}/(\text{W/kg})$ | $P_{1.5}/(\text{W/g})$ | $P_{1.7}/(\text{W/kg})$ |
|--------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|
| 取向硅钢         | 0.6                     | 0.8 ~ 1.1              | 1.2 ~ 1.6               |
| 无取向硅钢        |                         | 2.3 ~ 13               |                         |
| 硅钢（实验室）      | 0.13                    | 0.17                   | 0.21                    |
| HiB 硅钢       |                         |                        | 0.6 ~ 1                 |
| 非晶态金属玻璃 2605 | 0.11                    | 0.27                   |                         |

表 2.6 常见软磁材料的相对功率损耗（1T）

| 材 料          | 400Hz | 1kHz | 5kHz |
|--------------|-------|------|------|
| 取向硅铁，0.05mm  | 8     | 22   | 200  |
| 无取向硅铁，0.1mm  | 11    | 33   | 350  |
| 纳米晶体         | 0.2   | 0.9  | 30   |
| 非晶态金属玻璃 2605 | 1.6   | 4    | 23   |
| 镍铁导磁合金       | 3     | 10   | 150  |

资料来源：Waeckerle, T. and Alves, F. , Aliages magnetiques amorphes, in Materiaux magnetiques engenie électrique 2, Kedous-Lebous A. (Ed. ), Lavoisier, Chapter 1, 2006.

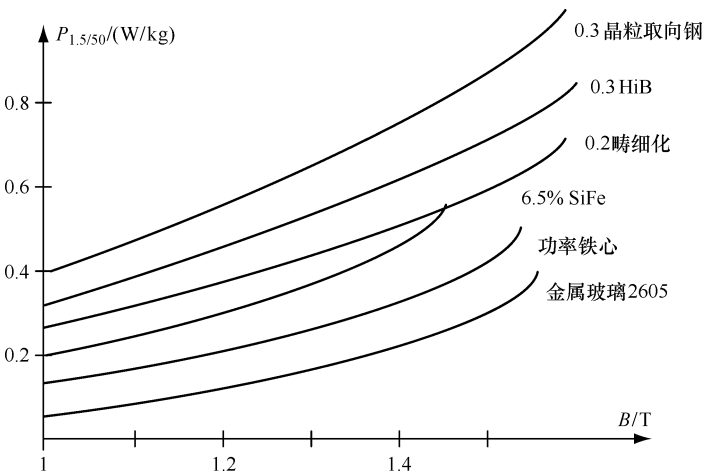


图 2.27 各种材料相对于磁感应强度的损耗变化曲线  
(来自 Moses, A. J. , IEE Proc. , 137, 233, 1990. )

根据以下近似关系, 功率损耗取决于磁感应强度  $B_m$ 、样品的厚度  $t$ 、频率  $f$  和材料的电阻率  $\rho$ :

$$P = C_0 B_m^2 f + \frac{\pi^2 t^2}{6\rho} (B_m f)^2 + C_1 B_m f^{3/2} = P_H + P_{EC} + P_{EX} \quad (2.45)$$

式 (2.45) 中第一部分与静态磁滞损耗有关, 取决于材料磁化必需的能量, 并和静态磁滞回线的面积成正比。式 (2.45) 的第二部分与涡流所造成的损耗相关, 可通过减小厚度和增加材料的电阻率减少损耗 (这也是铁中加硅的原因)。最后一部分叫做附加损耗 (有时也叫异常损耗), 被认为是由于畴壁运动造成的。它被命名为“附加”, 因为测量损耗总值已经超过了基于磁滞和涡流的理论值 (尽管过剩损耗也与涡流相关) (Pry and Bean 1958)。

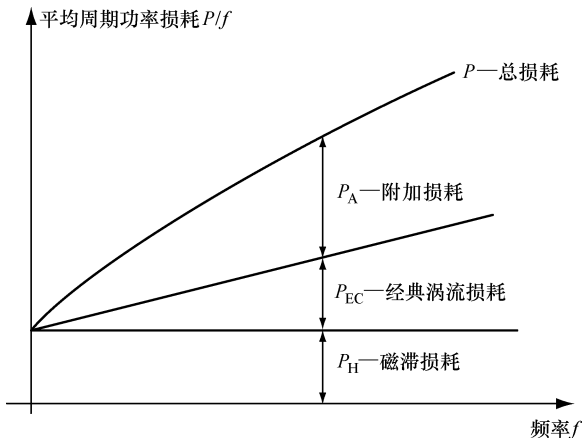


图 2.28 分离损耗方法

因为总损耗的每个部分取决于各自频率, 所以, 通过  $P/f = f(f)$  (见图 2.28) 比较容易分离这些组成部分。无取向钢磁滞损耗大约是总损耗的 60%, 但在非晶材料中, 附加损耗可以占总损耗的 90%。

### 2.5.2 旋转磁化下的功率损耗

与单极磁化相比, 材料也可以在平面或空间旋转场下被磁化。典型的例子是电机铁心中的旋转磁化, 变压器铁心也承受旋转磁场磁化 [(Moses) 1992]。旋转磁化损耗在许多情况下高于“正常”的单极磁化损耗。旋转损耗可由坡印廷向量表示为 (Pfützner 1994):

$$P_r = \frac{1}{\gamma T} \int_0^T \left( H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad (2.46)$$

为了确定旋转磁化损耗, 必须确定磁场强度和磁感应强度 (沿着  $x$  轴和  $y$  轴方向)。此外, 旋转损耗取决于磁场两个分量之间的关系 - 圆形磁化 ( $B_x = B_y$ ) 损耗几乎两倍于椭圆磁化 ( $B_x = k B_y$ ) 损耗 (Anuszczyk 和 Pluta 2009)。这种损耗还取决于顺时针还是逆时针方向旋转磁化 (Zurek 和 Meydan 2006, Todaka 等. 2009)。

相似的, 磁化轴在磁场强度和磁感应 (或极化) 强度之间, 由于磁滞现象引起转变而导致迟滞, 这种时间和相位变化的空间立体角为  $\varphi_r$  (见图 2.29)。旋转损耗可以描述为

$$P_r = \frac{1}{T} \int_0^T H_r B_r \sin \varphi_r dt \quad (2.47)$$

图 2.30 给出圆形极化控制下确定的旋转磁滞回线。

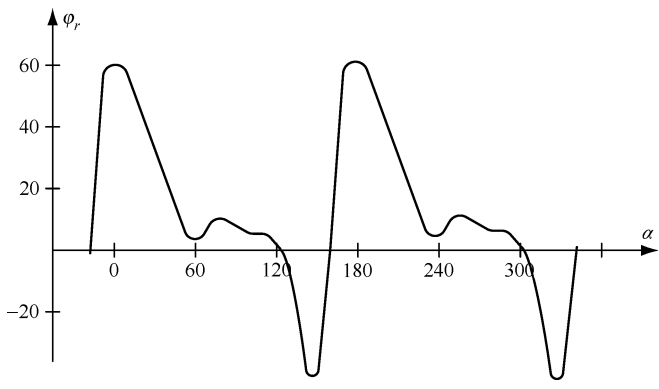


图 2.29 在旋转磁化下  $H$  和  $B$  之间的相位差角  
(Moses, A. J. and Leicht, J., Przegl Elektrotech., 12, 1181 2004. )

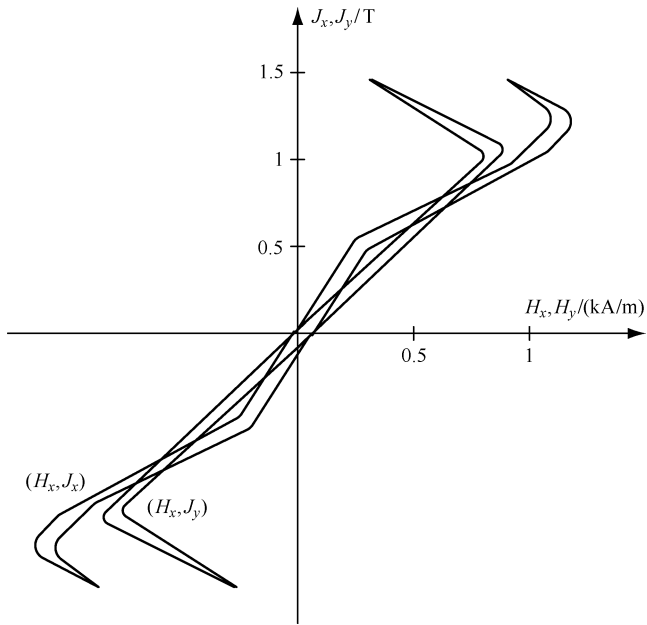


图 2.30 圆形极化 (NO SiFe%,  $f=10\text{Hz}$ ) 控制下确定的旋转磁滞回线  
(Measurement and characterization of Magnetic Materials, Fiorillo, F., Copyright  
(2004), from Elsevier)

旋转磁化下，材料各向异性成为重要因素，因为在戈斯纹理的情况下，材料也必须在其难磁化轴 ( $54.7^\circ$ ) 上进行每周期 4 次循环的旋转磁化。尽管旋转损耗是由于轴向磁化效应 (磁滞、涡流、畴壁运动) 的结果，作用机理是不同的，也不能预测这些损耗，例如纵向和横向的平均损耗。图 2.31 给出旋转和轴向损耗与磁感应强度值的比较——轴向损耗随磁感应强度增加而磁化饱和下旋转损耗为零 (因为在饱和阶段  $B$  和  $H$  之间

不存在相位差<sup>⊖</sup>)。

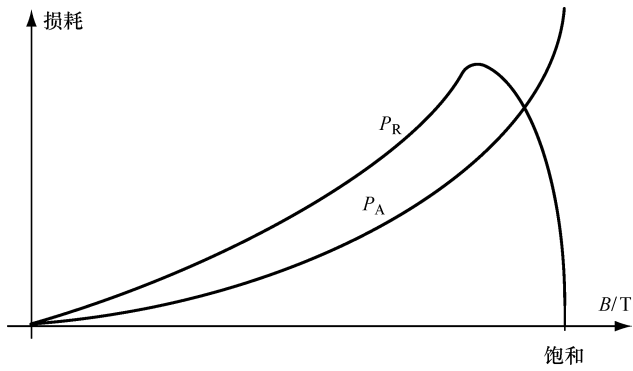


图 2.31 磁感应强度旋转和交替损耗函数的比较

与轴向损耗相比，旋转损耗不是国际标准。因此，钢铁制造商很少标出这些损耗的标准。图 2.32 给出了各种材料在磁感应强度下的旋转损耗。表 2.7 给出了不同材料各向异性下轴向和旋转损耗的比较。

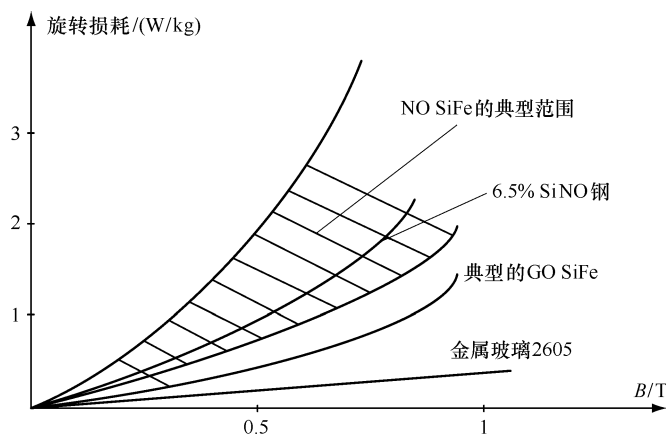


图 2.32 各种原料在磁感应强度下旋转损耗的变化  
(Moses, A. J. , IEE Proc. , 137, 233, 1990. )

表 2.7 轴向损耗  $P_A$  和旋转损耗  $P_R$  的比较 ( $B = 1\text{T}$ ,  $f = 50\text{Hz}$ )

| 材 料            | $P_A/(W/kg)$ | $P_R/(W/kg)$ |
|----------------|--------------|--------------|
| 含硅 2.7% 的无取向硅铁 | 1.4          | 3.5          |
| 含硅 1.2% 的无取向硅铁 | 1.23         | 4            |
| 含硅 3.2% 的有取向硅铁 | 0.46         | 1.84         |

来源于: Moses, A. J. , J. Mater. Eng. Perform. , 1, 235, 1992.

⊖ 在实际中,由于涡流,在磁化饱和下旋转损耗也存在 (Zurek 2009)。

2.6 磁场对材料物理性质的影响

2.6.1 磁致伸缩和其他的磁弹效应

磁场的变化可能会导致磁化材料尺寸的改变。这种效应 1842 年由焦耳发现，称为磁致伸缩或焦耳效应。

磁致伸缩可用于驱动元件，例如可当作超声发生器（振动器）。但在大多数装置中，它是一种有害的寄生效应。如众所周知的变压器噪声导致的额外能量损失（Weiser 等人, 2000）。因此，如果可能的话尽可能使用低磁致伸缩的材料。

磁致伸缩效应纵向变化的长度  $\lambda$  描述：

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \tag{2.48}$$

作为材料的参数，当物体从零到饱和磁化， $\lambda_s$  用于确定饱和磁致伸缩。表 2.8 提供了各种材料的饱和磁致伸缩值。

表 2.8 室温下材料的典型磁致伸缩饱和值

| 材 料                     | $\lambda_s \text{ (} \times 10^{-6} \text{)}$ |
|-------------------------|-----------------------------------------------|
| 铁                       | -7                                            |
| 含 3.2% 硅的 SiFe          | +9                                            |
| 含 6.5% 硅的 SiFe          | 0                                             |
| 镍                       | -33                                           |
| 镍铁导磁合金 45% Ni-55% Fe    | +27                                           |
| 镍铁导磁合金 82% Ni-18% Fe    | 0                                             |
| 非晶态金属玻璃 2605            | 30                                            |
| 非晶 Co72Fe3B6Al3         | 0                                             |
| SmFe <sub>2</sub>       | -1560                                         |
| 磁致伸缩材料 Tb0.3Dy0.7Fe1.93 | +2000                                         |

资料来源：McCurrie, R. A., *Ferromagnetic Materials—Structure and Properties*, Academic Press, San Diego, CA, 1994。

磁致伸缩物理起源简图如图 2.33 所示。旋转磁化或畴壁位移改变晶体张力导致其改变尺寸。因此，180°畴壁对磁致伸缩没有贡献，但 90°畴壁运动与尺寸改变是密切相关的（通常是在 10<sup>-6</sup> 级别小尺寸上的变化，见表 2.8）。

磁致伸缩的机理是复杂的。这取决于晶体对称性和原子尺度上交相互作用（Du Tremolet de Lacheisserie 1993, Chikazumi 2009, Cullity 和 Graham 2009）。它还取决于纹理和组成材料，并可能与磁致伸缩物质材料有关（见表 2.8）。另一方面，可以得到高磁致伸缩值的材料——人们熟悉的所谓超磁致伸缩材料合金，饱和磁致伸缩约 2000 × 10<sup>-6</sup>。



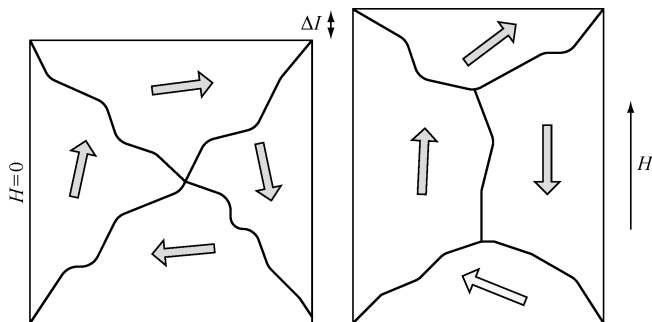


图 2.33 由畴壁位移造成的磁致伸缩的简化图

因为磁致伸缩与晶体对称性息息相关，因此各向异性效应取决于受力的方向。以立方晶体对称为例，例如铁材料，磁致伸缩沿着磁化方向可以被描述为

$$\lambda_c = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) \quad (2.49)$$

式中， $\lambda_{100}$ ， $\lambda_{111}$ 是沿着 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 方向的饱和磁化； $\alpha$ 是相对于晶体轴向的磁化方向余弦。

图 2.34 给出了确定单晶铁材料磁化的磁致伸缩值。

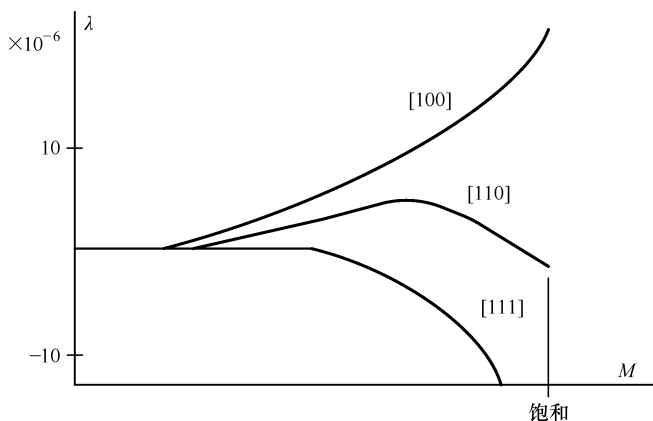


图 2.34 单晶铁沿着主轴的磁致伸缩

(来自 Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to Magnetic Materials@ (2009) IEEE; Webster, W. I., Proc. R. Soc., A109, 570, 1925.)

对于各向同性材料 ( $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_i$ )，磁致伸缩取决于磁化的角度  $\theta$ ：

$$\lambda = \frac{3}{2}\lambda_i \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (2.50)$$

对于多晶硅样品 (Cullity 和 Graham 2009)：

$$\lambda = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\theta=\pi/2} \int_0^{\phi=\pi/2} \lambda \sin\phi d\phi d\theta = \frac{1}{5} (2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}) \quad (2.51)$$

其中， $\theta$ 、 $\phi$  分别是  $x$  和  $z$  轴磁化方向的角度。图 2.35 给出了主要铁磁金属的多晶样品

磁致伸缩特征。

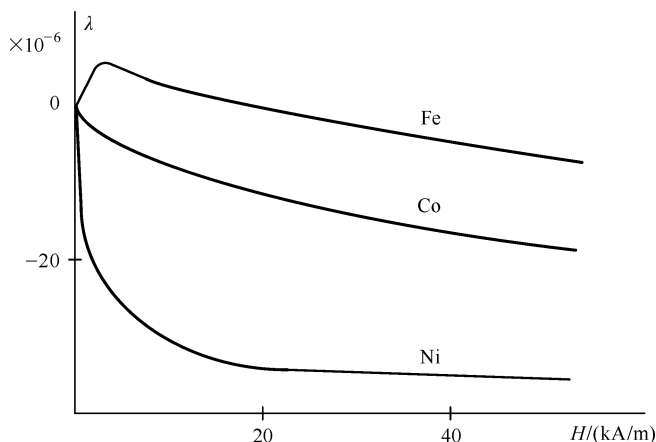


图 2.35 主要多晶铁磁金属样品的磁致伸缩

(来自 Cullity, K.D. and Graham, C. D., Introduction to Magnetic Materials©  
(2009) IEEE; Lee; E. W., Rep. Prog. Phys., 18, 184, 1955.)

磁致伸缩引起的磁滞作用如图 2.36 所示。在交流磁化下，磁滞导致样品振动频率两倍于磁化频率。因此，变压器产生的“嗡嗡”噪声两倍于电力频率下的噪声。

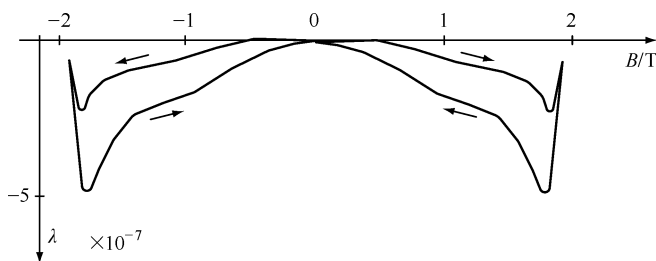


图 2.36 磁致伸缩引起的磁滞作用

(Yabumoto, M., Przegl. Elektrotech., 1, 1, 2009.)

与磁致伸缩效应效果相反，维拉里效应的机械应力引起材料磁性的变化。维拉里效应在传感方面有比较好的效果，例如，它可以用于压力传感器。图 2.37 给出了简化的实例，逆磁致伸缩效应与图 2.33 所示情况相同。材料在初始条件下处于退磁状态。在压力  $\sigma$  的应用下，该磁畴的方向恰好和改变它们尺寸的压力方向相对应。

由压力引起的逆磁致弹性能量，在  $\gamma$  角度可描述为 (Cullity 和 Graham 2009)

$$E_{el} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) - 3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_3\alpha_1\gamma_3\gamma_1) \quad (2.52)$$

对于各向同性的样品 ( $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_i$ )，这个能量为

$$E_{el} = \frac{3}{2}\lambda_i\sigma\sin^2\theta \quad (2.53)$$

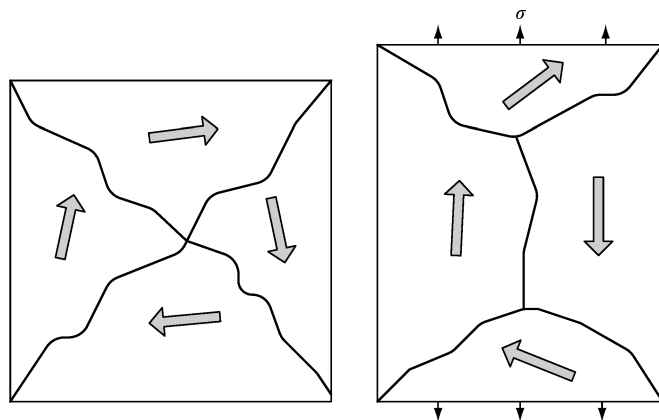


图 2.37 逆磁致伸缩效应简图（也可参见图 2.33）

在一些材料上压力可以提升其参数，这就是电工钢往往外表覆盖特殊绝缘材料改变其拉伸应力的原因。

由于逆磁致伸缩效应（维拉里效应），应力材料原始退磁的磁场可由传感器检测——这种现象可用于研究铁磁材料的疲劳效应（见图 2.38）（Kaleta 等人，1996）。

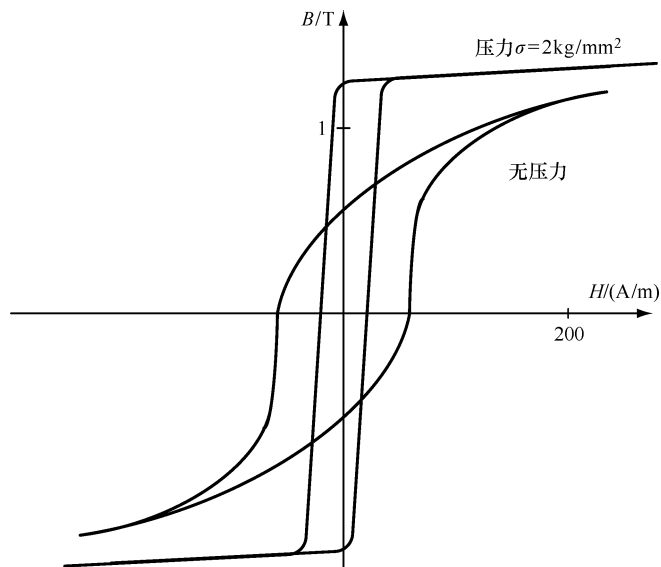


图 2.38 加压力后磁性材料（镍铁导磁合金 Permalloy 68）的性能变化  
（来自 Bozorth, R. M., Ferromagnetism, Van Nostrand, New York, 1951.）

由于各种工艺流程（切割、冲压、焊接、铆接等）期间引入的压力，产生反磁化效应会使最终产品性能显著低于原材料的性能（Wilczynski et. 2004）。

除了磁致伸缩，还有其他的磁弹效应。例如，应用螺旋磁场时会导致材料会扭转——这种现象被称为维德曼效应。如果施加产生磁致伸缩的脉冲电流，将产生螺旋

磁场和外部轴向磁场，机械扭转产生超声波。

逆维德曼效应也称为磁致伸缩效应，经常用于扭矩测量。例如当一种磁致伸缩丝状材料受到扭矩，其磁化强度发生变化。

### 2.6.2 磁致电阻

实际上，所有材料施加磁场后电阻率会改变，但大多物质产生这一效果时需要的磁场非常大，温度非常低。也有几种材料在室温和磁场不太大的情况下，表现出电阻率有较大变化，如半导体面结型二极管 InSb、铋和一些铁磁材料（Tumanski 2001）。目前，很多情况下采用铁磁薄膜作为磁阻传感器。

铁磁材料的磁阻效应在 1857 年被汤姆森（开尔文）发现，被称为各向异性磁阻（AMR），因为在磁化场引起纵向和横向方向电阻变化是不同的。

这种发现的实际应用有可能再等 100 年以后。在散装材料上，这种效应很难被检测，而且材料的外部磁场磁化很复杂。当铁磁薄膜技术实用后，磁阻传感器就已开始应用。铁磁薄膜通常多用于非磁致伸缩镍铁导磁合金 80Ni/20Fe，表现出特别的性质——在薄膜平面有单轴各向异性，类似于通过旋转磁化的单畴磁化。通常的各向异性采用淀积工艺产生，在磁场作用下表现出来。这样的薄膜磁化最初是沿着易磁化轴的各向异性。如果利用外部磁场垂直于各向异性轴，磁化方向则旋转角度  $\varphi$ 。

磁化方向可从自由平衡能来确定。这个能量  $E$  被描述为

$$E = -\mathbf{H}\mathbf{M} + K_u \sin^2 \varphi \quad (2.54)$$

式中， $K_u$  是各向异性常数。

第一部分代表静磁能，第二部分代表各向异性能。可以重写方程（2.54）为

$$E = -\mu_0 M_s H_x \sin \varphi - \mu_0 M_s H_y \cos \varphi + \frac{1}{2} \mu_0 M_s H_k \sin^2 \varphi \quad (2.55)$$

式中， $H_k = 2K_u/M_s$  是材料参数的各向异性场。

最简单的铁磁体磁阻传感器是用狭长导电薄膜制造的。测量的是其电阻的变化。为了扩大效应，通常以弯曲形式制造这种狭长导电薄膜。

最小磁化能量对应的方向  $\varphi$  是当  $\partial E / \partial \varphi$  时。在这一条件下，可以从下式获得磁化方向：

$$\sin \varphi = \frac{H_x}{H_k + H_y} \quad (2.56)$$

薄膜地带电阻的相对变化取决于磁化方向对电流的移动方向  $\vartheta$ （见图 2.39）：

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = -\frac{\Delta \rho}{\rho} \sin^2 \vartheta \quad (2.57)$$

式中， $\Delta \rho / \rho$  是磁致电阻率系数（材料电阻率的最大改变），对于镍铁导磁合金  $\Delta \rho / \rho$  大约是 2%。

如果薄膜带定向沿着各向异性轴（ $\varepsilon = 0$  和  $\rho = \vartheta$ ），磁敏电阻对外部磁场  $H_x$  的响应是

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{1}{(H_k + H_y)^2} H_x^2 \quad (2.58)$$

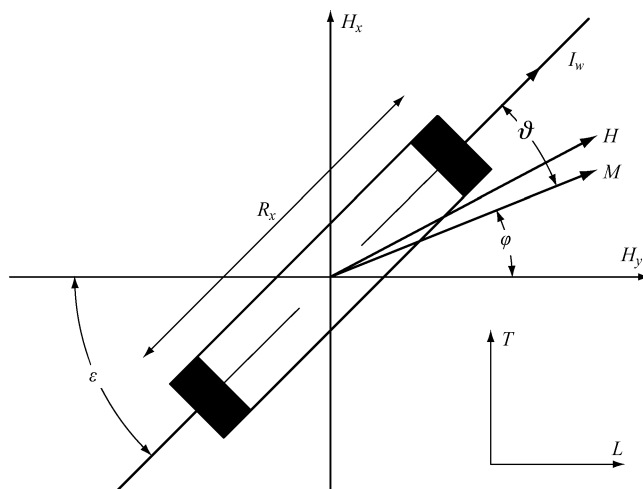


图 2.39 薄膜铁磁装置——最简单的铁磁磁阻传感器 (\$L\$ 是各向异性轴)

这种依赖关系是非线性的 (图 2.40 为抛物线形)。 $\Delta R_x/R_x = f(H_x)$  的线性关系可由两个方面获得——通过给薄膜加一个额外偏置磁场  $H_{x0}$  (即通过改变工作点在线性部分), 或通过改变电流初始方向与各向异性轴相对角度 (通过改变角度  $\varepsilon$ )。当角度  $\varepsilon = 45^\circ$  获得几乎是线性效果, 这与  $\varepsilon = -45^\circ$  时有所不同 (见图 2.40)。对于  $\varepsilon = \pm 45^\circ$ , 关系式  $\Delta R_x/R_x = f(H_x)$  为

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \left( \frac{1}{2} + \frac{H_x}{H_k + H_y} \right) \quad (2.59)$$

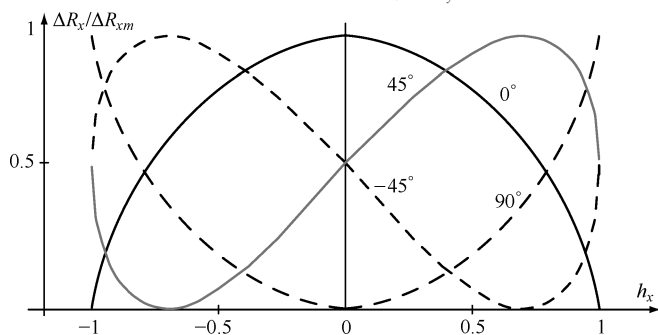


图 2.40 各向异性轴 ( $H_y = 0$  且  $H_x = H_x/H_k$ ) 与倾斜角度  $\varepsilon$  与磁敏电阻的电阻变化关系

1988 年, 在薄铁磁体上发现其他磁阻效应——所谓的巨磁阻 (GMR) (由于这个成果, 艾伯特 Fert 和彼得 Grinberg 获得了 2007 年的诺贝尔物理学奖) (Fert 2008)。

发现巨磁阻效应要经由两步: 第一步是观察导电薄膜的两个平行铁磁膜厚度是否非常小, 然后由于这些薄膜之间的原子耦合, 磁化方向变成反平行的。此外, 这些磁

化方向随厚度周期性（并行和反平行）变化的，如图 2.41 所示。

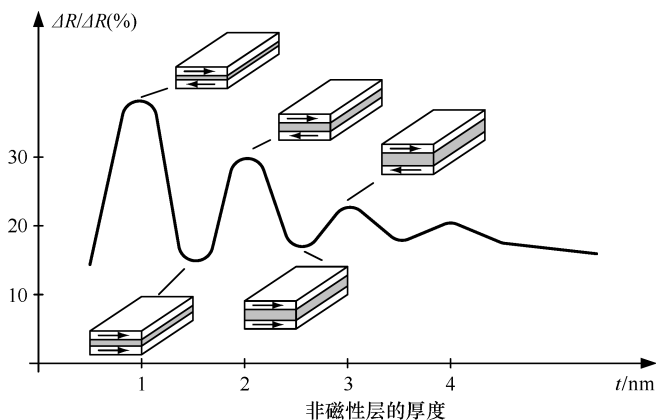


图 2.41 多层薄膜间耦合振荡变化的证据

第二步发现反平行和并行磁化的变迁引起电阻变化极大——甚至大约为 200%（见图 2.42），这是在 1988 年由 Baibich（Fert 团队）得出的。

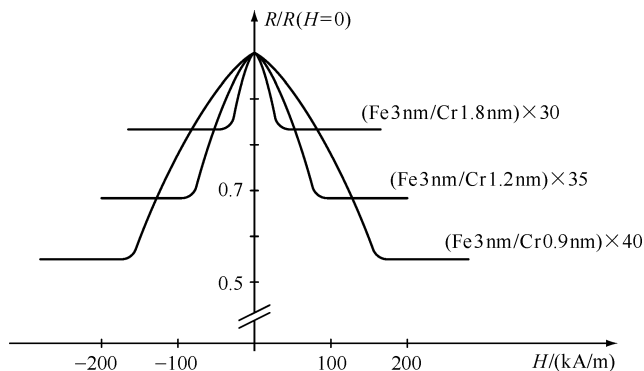


图 2.42 Baibich 首次发现巨磁阻效应

（来自 Baibich, M. N., Phys. Rev. Lett., 61, 2472, 1988）

巨磁阻效应可解释为是由于自旋轨道相互作用产生的，因为电阻的改变依赖旋转，整个技术被称为自旋电子学（Daughton 2003, Parkin 等人. 2003, Wolf 等人. 2006, Bandyopadhyay 和 Cahay 2008）。用简单形式描述的电子自旋散射，如图 2.43 所示。

图 2.43 表明在多层系统的电子散射中，有两种类型的电子——分别对应 1/2 和 -1/2 的旋转。各层电子之间的散射依赖与旋转和磁化方向，在方向反平行情况下，两类电子散射在另一层的每个界面。在并行的情况下，相当于一个电子专用层——自旋正好与磁化方向一致，此时几乎没有散射。因此，反平行和并行之间的过渡意味着减少了磁阻。

各向异性磁阻 AMR 和后来的巨磁阻 GMR 传感器成了重要的科学和技术发现，并在商业上获得成功——被用于阅读磁盘存储设备的磁头。最初的多层巨磁阻效应最近

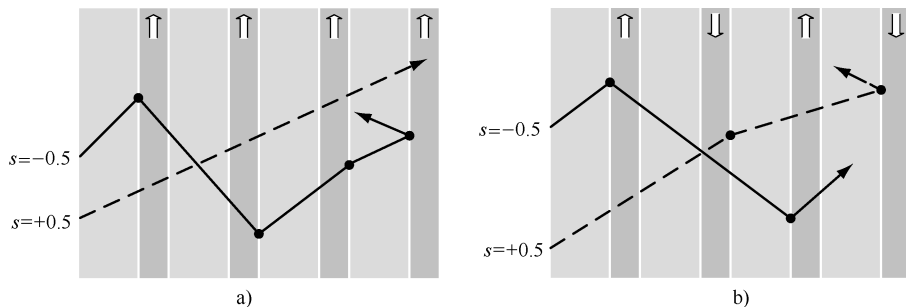


图 2.43 并行磁化 a) 和反平行磁化 b) 的多层系统中电子的自旋散射

应用很少，因为需要大量外部磁场来克服原子层之间的耦合（迫使反平行和并行状态间的转变）。取而代之的是采用不同机理的自旋阀（SV）（Dieny 1991）。另一种特殊的隧道磁阻效应（TMR）研究也有很大进展。在隧道磁阻效应中，间隔层的制造不用导电材料，而是来自绝缘体。许多年前（Slonczewski 1989）描述了隧道磁阻效应理论，但只有现在从技术上才能获得非常薄（几个原子）的绝缘层。最近据报道（Parkin 等人 2004, Yuasa 等人 2004），完成了基于氧化镁（MgO）的绝缘子层隧道磁阻效应实验，磁阻效应系数高达 400%。

除了薄膜，磁阻效应也出现在一些晶体材料中，例如，特别是发现超大巨磁阻效应的锰基钙钛矿氧化物（Jin 1994, Tumanski 2001）。在巨磁控电阻中，可能切换绝缘体和导体的状态（磁致电阻高达  $10^8\%$ ，Chen 1996）。不幸的是，这种超大效应需要 100K 以下低温和高达 2000kA/m 的大磁场。

在薄膜铁磁体结构和高频电流铁磁体纳米丝，可以实现大的磁阻变化（甚至达 400%，在相对较小不超过 1kA/m 的磁场作用下），这种巨磁阻（GMI）效应是可探测的。巨磁阻效应来自于变化的磁导率与外部顺向磁场，集肤效应深度的变化（Velazquez. 1994, Panina 1995）。

薄膜磁阻传感器稍后将在本书 4.4 节中介绍。

### 2.6.3 磁光现象

有几种光（或电磁波）具有能被磁场改变的效应。1845 年法拉第在光学透明材料中发现，线性偏振光的偏振角度与磁场  $B$  改变有关（法拉第磁光效应）。在长为  $l$  的样品中旋转角度  $\beta$  由以下公式描述：

$$\beta = vBl \quad (2.60)$$

式中， $v$  是费尔德（Verdet）常数。

有一些材料，例如，铽镓石榴石单晶（TGG）在波长 633nm 时，具有极其巨大的费尔德常数如  $-134\text{rad/Tm}$ （Verdet 常数很大程度上取决于光的波长），如图 2.44 所示。

当磁场垂直光方向时也有类似的效果出现。这种现象被称为沃伊特（Voigt）效应（类似的效应在液体中被称为科顿-莫顿（Cotton-Mouton）效应）。在这种情况下，由于双折射现象变得更复杂，结果是透射光成为椭圆偏振光。一般来说，法拉第和沃伊

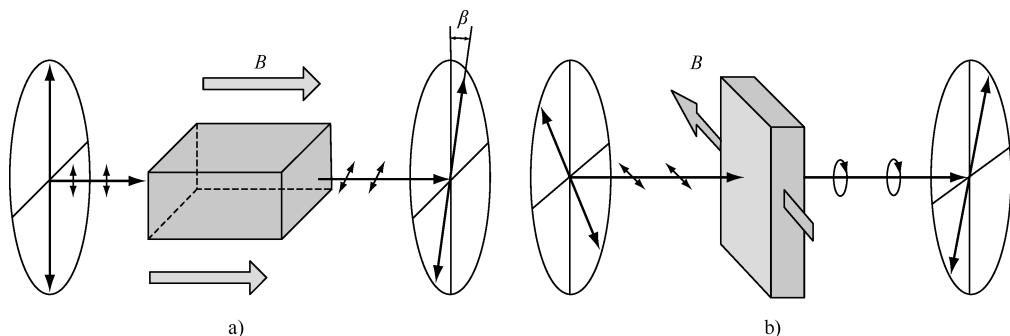


图 2.44 法拉第效应 a) 和沃伊特效应 b) 原理

特两种作用可以同时存在，因为沃伊特效应的旋转极化现象是  $B$  的二次函数，因此分析变得复杂。

为解释法拉第效应，假定输出的圆偏振光在顺时针和逆时针传播方向是不同的，输出光的两部分之间相位差不同于输入光束<sup>①</sup>。

法拉第磁光效应仅限于光学透明材料。分析不透明的、金属表面的材料时，要使用反射偏振光角度改变与材料的磁化的关系，即材料的克尔磁光效应。反射偏振光的偏振角  $\theta$  和椭圆率  $a/b$  是磁化  $M$  的函数（见图 2.45）。这种响应可以用于研究测量磁化个体的局部磁化值（或磁感应强度），通常用于研究畴结构（Hubert 1998）。

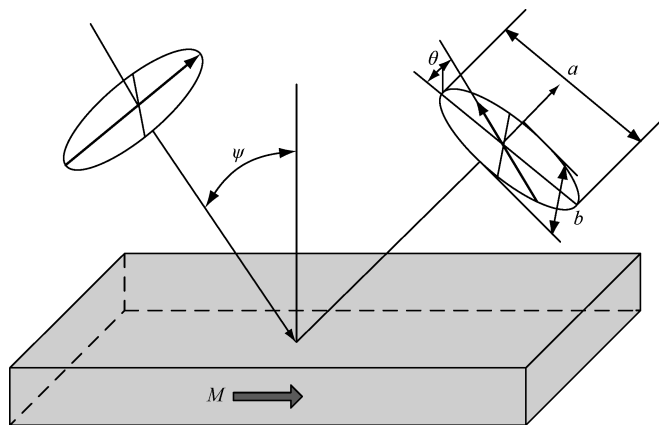


图 2.45 克尔磁光效应

克尔效应的分析较为复杂，因为它取决于与磁化方向相关的不同因素：垂直于材料平面的磁化效应，当材料磁化面平行于入射面的纵向效应，当材料磁平面垂直于入射平面的横向效应。此外，一阶效应还经常伴随着二阶的二次效应。

信号的总振幅相对于入射振幅  $A_{\text{tot}}$  取决于光极化  $\psi$ 、反射系数  $R_p$ ,  $R_s$ ,  $R_k^{\text{pol}}$ ,  $R_k^{\text{lon}}$ ,  $R_k^{\text{tra}}$  和

① 可以假设线性极化光束是由两个相对的圆形偏振光束组成。



磁化分量  $m_{\text{pol}}$ ,  $m_{\text{lon}}$  和  $m_{\text{tra}}$  (Hubert 1998):

$$A_{\text{tot}} = -R_p \cos\psi \sin\theta + R_s \sin\psi \cos\theta + R_k^{\text{pol}} \cos(\theta - \psi) m_{\text{pol}} + R_k^{\text{lon}} \cos(\theta + \psi) m_{\text{lon}} - R_k^{\text{tra}} \cos\psi \sin\theta m_{\text{tra}} \quad (2.61)$$

式中,  $\theta$  是偏振方向旋转角度 (见图 2.45)。

通过分析不同样品克尔效应数值的组成, 可以分离这些影响因素并决定磁化值 (Rave 等人 1993, Defoug 等人 1996, Hubert 1998)。然而, 由于分析方法的困难, 主要采用定性分析而非定量研究 (例如, 观察畴结构)。

图 2.46 为测量薄膜样品局部磁化和磁滞回线而设计的克尔测试系统 (Wrona 2002)。格兰-汤普森棱镜仅能够传播线性偏振光, 然后从一个抛光铁磁样品表面反射。这种反射光分为两束线偏振光, 并可分别用两个探测器来检测。通过这种方式, 可以确定椭球体两个主要轴的位置。

荷兰物理学家塞曼观察到, 当施加磁场时, 钠蒸汽光谱线会改变宽度<sup>⊖</sup>。他发现在磁场中能级可发生分裂 (塞曼效应)。光谱能级分裂成几个波长不同的次能级, 这些次能级之间的间隔  $\Delta E$  取决于磁场 (见图 2.47):

$$\Delta E = \hbar\omega_0 = \frac{e\hbar}{m_e} H = \hbar\gamma H \quad (2.62)$$

式中,  $\hbar$  是普朗克常数;  $e$ ,  $m_e$  分别是电子的电荷和质量;  $\gamma$  是旋磁比。

能级分裂可以描述为光波长 (或频率) 发出 (或吸收—逆塞曼效应) 的能量与相应次能级之间的电子跃迁的关系。光吸收或发出能量与磁场或频率 (共振频率是  $\omega_0$ ) 对应关系表现在其共振特性。这种效应可用于测量非常小的磁场, 碱性蒸气是常用的一种测量试样。图 2.47 给出铷 Rb87 的能级分裂示例。

为观察能级分裂, 通常使用光泵浦 (又叫光抽运) 技术<sup>⊖</sup>。如果提供圆偏振光束, 然后一个原子吸收一个光子由能级  $m_j$  跃迁到能级  $M_j$ , 如图 2.48 所示。根据角动量守恒定律, 偏振光吸收的能量与它的自旋矩变化有关。

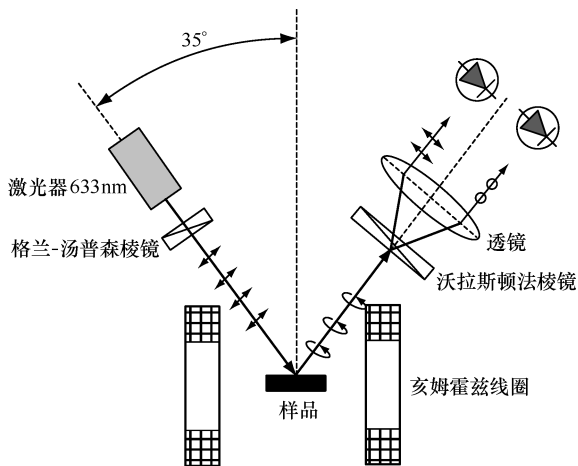


图 2.46 基于克尔效应的磁滞回线跟踪示例  
(From Wrona, J., Magnetometry of the thin film structures, PhD thesis, AGH University of Science and Technology, Cracow, Poland, 2002.)

⊖ 塞曼这一发现于1902年被授予诺贝尔奖。

⊖ 这项技术1966年由诺贝尔奖获得者阿尔弗雷德 (Alfred Kastlen) 开发。

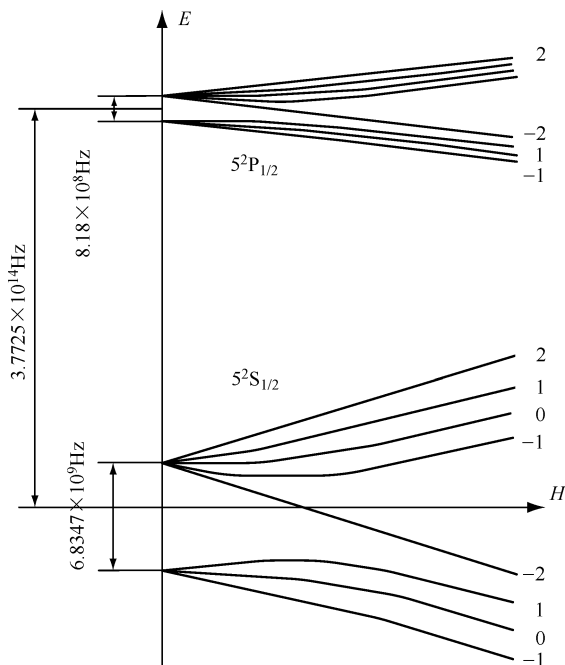


图 2.47 基于塞曼效应的能级分裂——Rb87 能级分裂实例

(After Hartmann, 1972.)

在图 2.48 中, 阐述了钠蒸汽光泵浦的原理。如果提供适当波长的圆偏振光 (调谐激光器或者过滤光), 电子的能级状态从  $3^2S$  跃迁到  $3^2P$ 。但只有一个  $-1/2$  旋转的电子可以激发所选光束偏振 (从  $m_j = -1/2$  到  $M_j = +1/2$ )。因此, 在一定时间之后, 两个次能级不能被对称地占据——而  $+1/2$  次能级被占据, 因为所选偏振光从这一状态的跃迁是被禁止的。

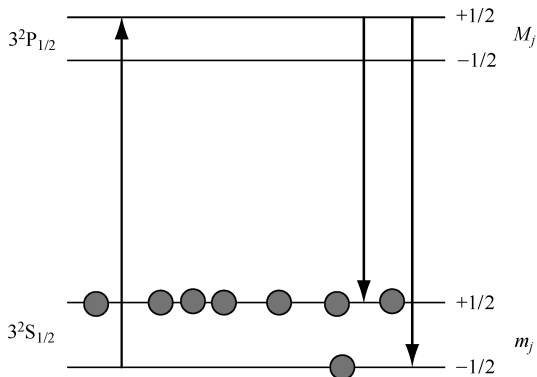


图 2.48 光泵浦的原理

在“完整泵浦”状态, 对光束

来说样品几乎是透明的, 因为所有的电子均可吸收光线从而被激发。光泵浦样品总是试图返回平衡状态, 可确定外磁场值而获得塞曼次能级分裂。这种谐振方法是利用了气态单元不透明性变化与外部磁场依赖关系, 参见 4.7.4 节部分的描述。

## 2.6.4 磁致热效应

磁场可以引起材料的温度变化。磁致热效应 (MCE) 可望用于磁制冷方面。一些材料磁化时会被加热, 从磁场移除后降温 (Tishin 和 Spichkin 2003)。这种效应在 1881

年被瓦尔堡 (Warburg) 在纯铁上发现, 并由德拜 (Debye) (1926) 和威廉·吉奥克 (William Francis Giaugue) (1927) 进行了解释, 两人提出利用绝热退磁这种效应的冷却方法。

最近发现的具有相对较高磁致热效应的材料主要是钆 (元素符号 Gd) 及其合金。这种材料每 1T 磁场下具有磁致热效应高达为 3 ~ 4K。不幸的是钆相当昂贵, 因此, 又提出了基于锰氧化物的其他化合物的材料 (Phan 2007, Szymczak 和 Szymczak 2008)。

通过应用磁致热效应, 可以得到 0.3K 以下的温度 (Giaugue 和 MacDougall 1933)。

图 2.49 是绝热退磁的原理。样本在被磁化过程中温度高, 完全磁化状态下移去热量, 例如采用液态氮。退磁之后, 我们就获得了冷却的样品。

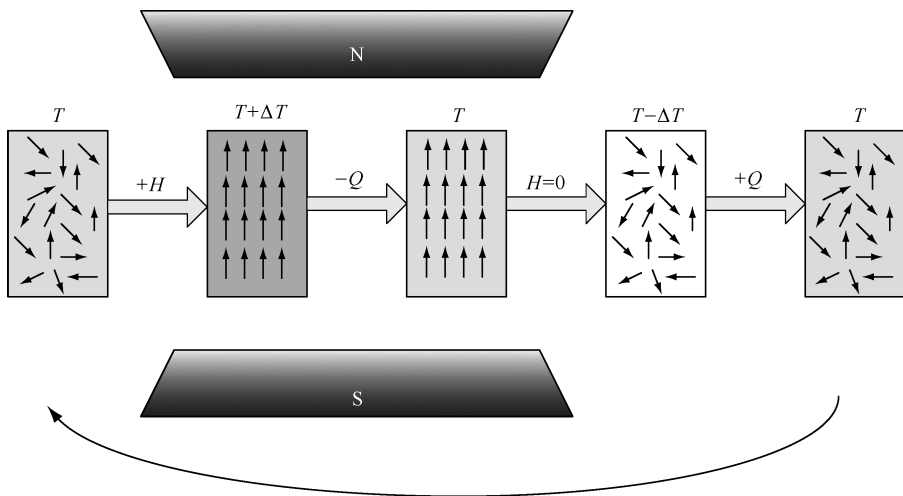


图 2.49 磁制冷原理

## 2.7 磁共振

### 2.7.1 旋磁比和拉莫尔旋进

电子、原子核和原子都是不停地旋转的, 可采用自旋数  $I$  的量子化角动量  $J$  表达:

$$J = \hbar I \quad (2.63)$$

因为这个旋转, 带电粒子的磁矩  $\mu$  取决于其质量  $m$  和电荷  $q$ :

$$\mu = \frac{q\hbar}{2m} = \gamma\hbar \quad (2.64)$$

式中,  $\gamma$  系数被称为旋磁比。

例如, 对于具有质量  $m_e$  和电荷  $e$  的自由电子, 这个磁矩是

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.65)$$

这个基本磁矩被称为波尔磁子<sup>⊖</sup>。磁矩是取决于旋转的一个向量。例如，对于按一定角度自旋的电子，磁矩 $\mu_s$ 是

$$\mu_s = -g_s \mu_B \left( \frac{\mathbf{S}}{\hbar} \right) \quad (2.66)$$

式中， $g_s$ 系数称为电子 $g$ 因子（等于 $-2.002319$ ）， $\mathbf{S}$ 是自旋量子数<sup>⊖</sup>。

如果我们把这些带旋转磁矩 $\mu$ 的粒子放到外部磁场，磁场施加的扭矩 $\tau$ ：

$$\tau = -\mu \times \mathbf{B} \quad (2.67)$$

这个扭矩引起粒子像一个陀螺围绕外部磁场旋转，如图2.50所示。角动量一起的扭矩应该等于由外部磁场产生的力矩

$$\hbar \frac{d\mathbf{I}}{dt} = \mu \times \mathbf{B} \quad (2.68)$$

描述该陀螺仪关系为

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma \mu \times \mathbf{B} \quad (2.69)$$

对于沿一个坐标轴的恒定磁场 $B$ 的简单情况，方程（2.69）的解相对简单（Kittel 2004），可以得到

$$\omega_0 = \gamma B \quad (2.70)$$

方程（2.69）描述基本粒子的旋进效应。对于所有的磁化样本，可以推广这种关系，假设磁化 $M = \sum \mu_i$ ，并有

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times B \quad (2.71)$$

这意味着外部磁场中，一个自由粒子转动频率取决于这个磁场的值，该频率称为拉莫尔频率。自由电子旋磁比 $\gamma$ 可表示为

$$\gamma_e = \frac{eg_s}{2m_e} = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} = 1.76085977 \times 10^{11} \text{ rad/sT}$$

$$\gamma'_e = \frac{\gamma_e}{2\pi} = 28.1481 \text{ GHz/T}$$

对于一个质子，旋磁比是

$$\gamma_p = \frac{eg_p}{2m_p} = 2.67515255 \times 10^8 \text{ rad/sT}$$

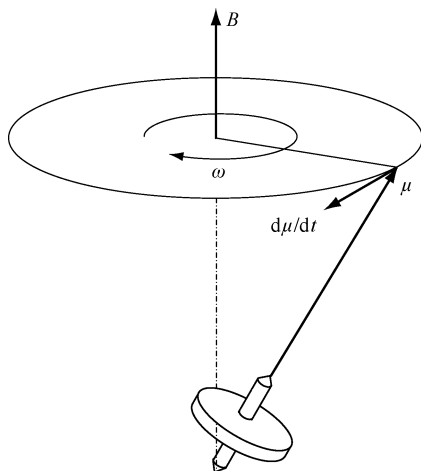


图2.50 磁矩 $\mu$ 的粒子在外部磁场中的自由进动

⊖ 波尔磁子等于 $9.274009 \times 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$ 。同样可以确定核磁子 $\mu_N = e\hbar/m_p = 5.050583 \times 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$ （ $m_p$ 是质子的质量），因此，其低于波尔磁子三个数量级。

⊖ 同样我们可以确定：电子轨道旋转磁动量 $\mu_L = g_l \mu_B (L/\hbar)$ ， $g_l = 1$ ， $L$ 是旋转数；质子自旋磁矩 $\mu_p = g_p \mu_B (I/\hbar)$ ，（ $g_p = 5.585694\cdots$ ）。

$$\gamma'_p = \frac{\gamma_p}{2\pi} = 42.576375\text{GHz/T}$$

因此，旋转频率严格取决于外部磁场值，而且精度很高。此外，可以看到，电子对部磁场的进动比质子更灵敏。

质子进动可以在如图 2.51 所示的简单实验中得到证实。我们可以用一个丰质子（例如，水）介质的容器，首先通过在线圈中连接直流大电流  $I_p$  产生磁场使水极化。然后，磁化源断开并将相同的线圈连接到示波器。我们从示波器观察到外部磁场感应电压  $e$ ，可以看到这个电压呈现衰减振荡过程。

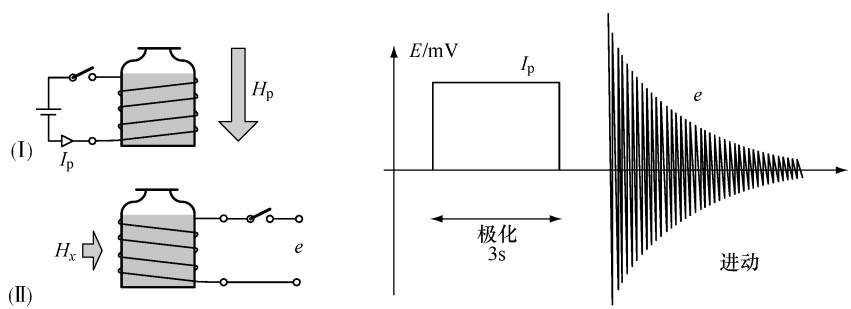


图 2.51 极化水中的自由质子进动检测

2.7.2 核磁共振

核磁共振研究的是原子核的进动。表 2.9 提供了核磁共振（NMR）分析中使用的是典型原子核属性。我们可以看到，如果使用核磁共振测量磁场，推荐使用富氢<sup>1</sup>H 材料，因为它具有大的旋磁比（所以它能实现高灵敏度测量）。因此，用水或苯作为典型的交换媒介来使用。此外，有机材料组成的介质也有很大的旋磁比，该方法用于设计医学成像系统（核磁共振层析 X 射线照相）。

表 2.9 用于核磁共振分析的各种核性能

| 原 子 核            | 旋磁比 $\gamma/2\pi/(\text{MHz/T})$ | 旋 转 |
|------------------|----------------------------------|-----|
| <sup>1</sup> H   | 42.576                           | 1/2 |
| <sup>2</sup> H   | 6.536                            | 1   |
| <sup>13</sup> C  | 10.71                            | 1/2 |
| <sup>23</sup> Na | 11.26                            | 3/2 |
| <sup>14</sup> N  | 3.08                             | 1   |
| <sup>39</sup> K  | 1.99                             | 3/2 |
| <sup>17</sup> O  | 30                               | 5/2 |

首先样品需要初始极化，否则自旋排列取向混乱，核磁共振不易被检测到。最常用的极化方法是在静态、大磁场中来磁化样品。如果去除极化，如图 2.51 所示，可以观察到质子的自由进动。自由进动分析是核磁共振现象的典型应用，例如，磁场测量

和核磁共振成像。

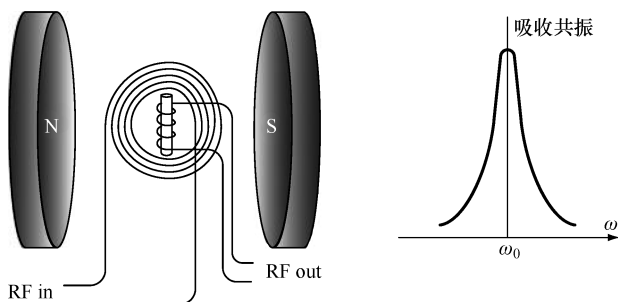


图 2.52 由额外垂直交流电场  $H_1$  观察核磁共振和吸收的共振曲线

除了被动观察自由进动之外，在共振条件下进行核磁共振分析。为获得这样的条件，使用附加高频磁场  $H_1 \sin \omega_1 t$ （垂直与静态磁场  $H_0$  的方向）。接下来，调节频率  $\omega_1$ ，进动信号可以被检测到。这个频率等于拉莫尔频率，传递的能量以最有效的方式吸收，可以由共振曲线观察，如图 2.52 所示。

如果引起能级改变，微波束  $\hbar \omega_1$  传递的能量可以被吸收，因此共振的条件是

$$\hbar \omega_1 = \hbar \gamma B \quad (2.72)$$

因此，可以预见到共振频率  $\omega_0$  等于拉莫尔频率

$$\omega_1 = \omega_0 = \gamma B \quad (2.73)$$

如图 2.53 所示，在多种元素组成的样本中，由得到的几个共振谱可分析样本的化学成分，这种方法称为核磁共振分光检定法（Rouessac 和 Rouessac 2000）。

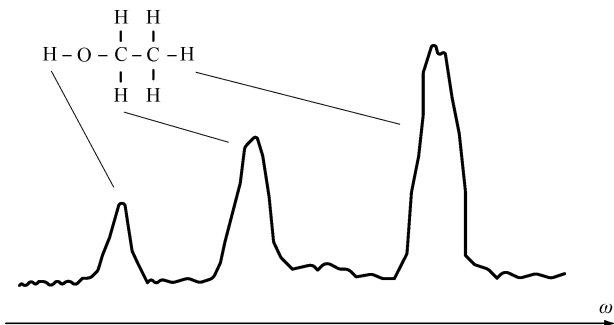


图 2.53 核磁共振谱图的一个例子

在核磁共振分析中，介质的动态特性是非常重要的。如果我们引入极化磁场，必须等待一定的时间以获得平衡条件。这个时间定义为纵向弛豫时间  $T_1$ （也称为旋间晶格弛豫时间），并有

$$M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1}) \quad (2.74)$$

此外，个体的旋转进动伴随不同的拉莫尔频率和初始相位，只有经过一定时间后才能得到平衡条件。这就是横向弛豫时间  $T_2$ （也称为旋转弛豫时间），在某段时间后

在  $xy$  平面上引起磁化:

$$M_{xy} = M_{xy0} e^{-t/T_2} \quad (2.75)$$

在自由进动的观察中, 尽量减少弛豫时间以免抽样时间的延长。在医学上的核磁共振成像应用, 将被检患者置于某一非均匀静态磁场, 通过更换交变磁场的频率, 可以进行身体某部分的定位。在 X 射线断层摄影方法中, 身体施加脉冲磁场激励, 使用弛豫时间分析测试被检测组织, 因为其对组织的状态很敏感。表 2.10 给出了人体不同组织的弛豫时间。

表 2.10 各种人体组织弛豫时间的例子

| 组 织 类 型 | $T_1/\text{ms}$ | $T_2/\text{ms}$ |
|---------|-----------------|-----------------|
| 骨骼      | 0.001 ~ 1       | 0.001 ~ 1       |
| 肌肉      | 540 ~ 930       | 120 ~ 240       |
| 脂肪酸     | 180 ~ 300       | 47 ~ 63         |
| 体液      | 1000 ~ 2000     | 150 ~ 480       |
| 脑灰质     | 340 ~ 610       | 90 ~ 130        |
| 脑白质     | 220 ~ 350       | 80 ~ 120        |

来源: Guy, C. and Ffyche, D., The Principles of Medical Imaging, imperial College Press, London, U. K., 2005.

在分析自由进动过程时, 应用布洛克方程计算弛豫时间:

$$\frac{dM_{xy}}{dt} = \gamma(M \times B)_{xy} - \frac{M_{xy}}{T_2} \quad \frac{dM_z}{dt} = \gamma(M \times B)_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (2.76)$$

在图 2.52 中, 样品在磁场  $B$  中被磁化:

$$B = B_0 z + B_1 (x \cos \omega t - y \sin \omega t) \quad (2.77)$$

布洛克方程的解法是 (Kittel 2004)

$$M = \frac{\gamma M_z T_2 B_1}{[1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2]^{1/2}} \quad (2.78)$$

共振曲线 (见图 2.52) 的关系中,  $\omega = \omega_0$ 。

### 2.7.3 电子自旋共振

由于电子质量较小, 电子自旋共振 (ESR)<sup>⊖</sup> (也叫电子顺磁共振 (EPR)) 的旋磁比要比核磁共振大得多, 更适宜研究较低的磁场 (比如说在外层空间)。由于两种显著的不同的拉莫尔频率, 很容易区别核磁共振和电子自旋共振。

总的来说, 电子自旋共振比核磁共振使用更低的频率, 原因如下:

- 1) 仅限于某些具有不成对电子的化合物群体。
- 2) 需要 GHz 范围的高频率微波测试设备, 从而在技术上要求更高。

⊖ 核磁共振电磁场测量旋磁比并不高, 地球电磁场的拉莫尔频率大概只有 2kHz, 而电子自旋共振的拉莫尔频率大约为 1.5MHz。

3) 由于两种电子的共振（电子的自旋和围绕轨道旋转），谱线图变得复杂和难以解译，且同时受到原子核磁共振的干扰（超精细结构耦合）。

然而，电子自旋共振主要有以下两种重要应用：

4) 测量非常小的磁场（光泵浦磁力计）。

5) 光谱分析，大多数情况下用于自由基的诊断和探测，对于分析肿瘤风险十分重要。

在外部磁场的作用下，电子自旋共振是基于赛曼能级的分裂，因为赛曼能量分裂为  $\Delta E = g\mu_B B$ ，共振条件必须满足

$$\hbar\omega_0 = g\mu_B B = \gamma B \quad (2.79)$$

分析共振的方法与核磁共振非常相似，不同之处在于微波技术的极化中，在静磁场  $B_0$  叠加垂直于  $B_0$  的交流磁场  $B_1$ 。通过改变固定频率的磁场值，可以观察电子自旋共振效应——对传送微波的最大吸收。有可能改变这个操作——通过改变固定场  $B_0$  的频率，观察最大传送微波的吸收（见图 2.54）。

与静磁场  $B_0$  磁化不同，光泵浦技术（见 2.7.3 节）通常用于磁场测量。如图 2.55 中所示给出了磁力计的例子。气态样品在光源和光探测器之间的玻璃容器（小室）中放置。在光源和容器之间有透镜、滤光镜和圆形偏振器。滤光镜是为了确保通过波长合适的光。例如， $^4\text{He}$  的波长  $\lambda = 1.083\mu\text{m}$ ， $^{87}\text{Rb}$  的波长  $\lambda = 0.795\mu\text{m}$ 。通常在灯泡中和容器中加入同样的物质。在完全泵状态下，由于最低的光吸收，容器的透明度达到最高。光泵和核磁共振中的磁场极化起着相同的作用。

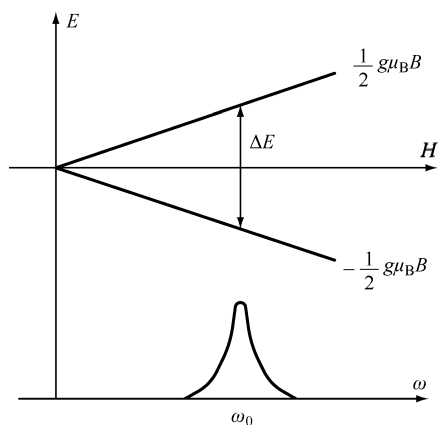


图 2.54 电子自旋共振现象的原理

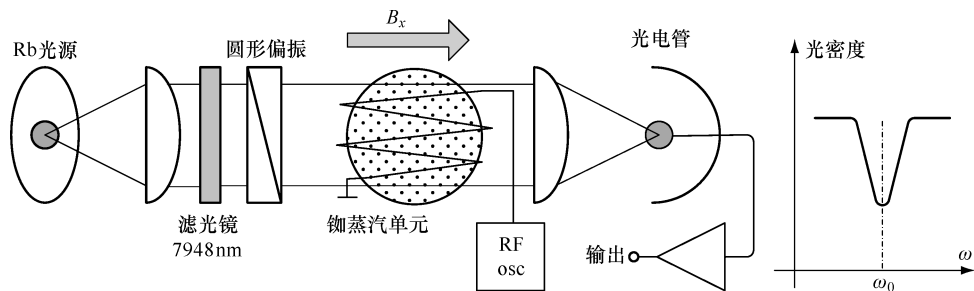


图 2.55 利用光泵浦技术的电子自旋共振磁力计示意图

图 2.55 所示电路中，一个频率接近拉莫尔频率的额外射频磁场作为初始激励。在共振状态，光的吸收量最高。为检测共振条件，通常加入一个额外的调制交流磁场。

表 2.11 提供了典型的光泵浦磁力检测装置的参数。为获得气态碱金属，有必要对



其加热——铷的蒸发温度大约是 40℃，铯约为 22℃。在氦同位素中，加热是没有必要的，因为它是气态。

表 2.11 光泵浦磁力计的典型参数

| 物 质               | 能量分段数 | 旋磁比 $\gamma/(\text{GHz/T})$ | $\lambda/\mu\text{m}$ |
|-------------------|-------|-----------------------------|-----------------------|
| $^{85}\text{Rb}$  | 7     | 4.667                       | 0.795                 |
| $^{87}\text{Rb}$  | 5     | 6.999                       | 0.795                 |
| $^{133}\text{Cs}$ | 9     | 3.499                       | 0.894                 |
| $^4\text{He}$     | 3     | 28                          | 1.083                 |

#### 2.7.4 铁磁共振

铁磁材料存在天然的磁场（即使不在外部磁场中）。因此，如果它们有磁矩，可以预计在此类材料也会发生共振现象。事实上，在大多数铁磁材料中，铁磁共振现象是可检测到的。假定整个样品的局部磁矩都由磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  表示。与其他共振相似，在大静态磁场  $B_0$  中叠加垂直于这个场的高频率磁场  $B_1$ ，这种效果可以由样品的极化分析得到。

共振频率取决于旋磁比率  $\gamma_{\text{Fe}}$  和磁场值：

$$\hbar\omega = \gamma_{\text{Fe}} B_0 \quad (2.80)$$

与之前讨论的共振相比，我们应考虑以下几种变化。首先，样品的形状体现在退磁因数  $N_d$ 。样品中各向异性磁场  $\mathbf{H}_k$  的合成磁场是：

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1(t) - N_d \mathbf{M} + \mathbf{H}_k \quad (2.81)$$

畴结构能够对共振产生极大的影响。因此，通常磁场  $B_0$  高到足够使磁场饱和，且消除畴壁。高磁场  $B_0$  产生即使在 GHz 范围的高频共振。但由于阻尼的增加（例如，由涡流和集肤效应造成的），高频磁场  $B_1$  共振现象复杂化。铁磁共振的影响，可用朗道-栗弗希茨方程（Landau and Lifshitz 1935）描述：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - \frac{\alpha\gamma}{M} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B})] \quad (2.82)$$

式中， $\alpha = \lambda/M\gamma$ ； $\lambda$  是阻尼系数。

铁磁共振对分析铁磁体薄片非常有用。在这种情况下，退磁场的影响可以忽略不计（磁化矢量在圆形薄片样品的平面中），涡流和集肤效应通常很小。此外，在薄铁片中，畴结构接近单畴状态，极化磁场（和共振频率）相对较低。

图 2.56a 给出了在射频范围获得的单轴各向异性薄膜样品共振曲线示例。从这种关系中，各向异性场和各向异性轴的方向均能被检测到。

当铁磁样本放置在线圈中，可以通过测量线圈的阻抗来分析复数磁导率的变化。图 2.56b 给出了铁氧体复杂的磁导率测试结果。虚部表示了复数磁导率的共振性质。

#### 2.7.5 欧佛豪瑟（欧氏）共振

欧佛豪瑟预测，不通过传统的大静态磁场  $B_0$ ，而是通过电子自旋共振耦合，应该可能极化核磁共振（NMR）中的样本（Overhauser 1953）。这种方法实际上是一个核磁

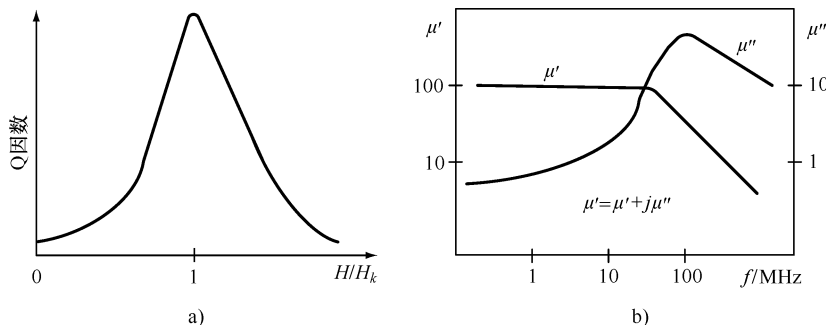


图 2.56 a) 薄片各向异性场的测试方法 b) 镍锌铁氧体复数磁导率的确定

共振 (NMR)/电子自旋共振 (ESR) 的双重共振系统。样品的极化通过交叉弛豫从电子自旋共振转移到核磁共振 (NMR)。这种技术称为动态核极化 (DNP) (Barker 1962)，最近在商用磁力计上得到成功应用 (Kernevez 和 Glenat 1991, 1992, Duret 等人 1995)。

交叉效应需要未配对电子启动电子自旋共振 (与此同时) 和一个丰质子样本的核磁共振。对于这个目标, 可以采用自由基 (Beliers 等人 1954)。在欧佛豪瑟磁力计中, 氮氧自由基通常被作为交换介质来使用 (见图 2.57a), 在一个丰质子的溶剂稀释未配对的自由电子。

图 2.57b 给出  $^{15}\text{N}$  标本的能级。没有磁场, 由于频率大约 60MHz 的超精细结构耦合  $A$  导致能级分裂。在有外部磁场作用下, 由于塞曼效应, 使三倍能级分裂发生。初始极化可以通过 60MHz 谐振腔中插入样本获得。可能获得一个非常高的动态核极化, 按这种方式, 欧佛豪瑟共振磁力计核磁的灵敏度可比于光泵氮磁力计—— $10\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  (Kernevez 等人 1992)。

相对于传统的核磁共振效应, 欧佛豪瑟磁力计具有以下优点:

1) 短时间极化 (同时在测量执行过程中), 使测量接近是连续的。而常规核磁共振中, 必须预留时间进行极化和弛豫。

2) 传统的核磁共振需要静态高磁场来极化, 而欧佛豪瑟效应仅需很小的射频场 (硝基氧频率为 60MHz)。这意味着要从根本上降低功耗, 这对空间研究特别重要。

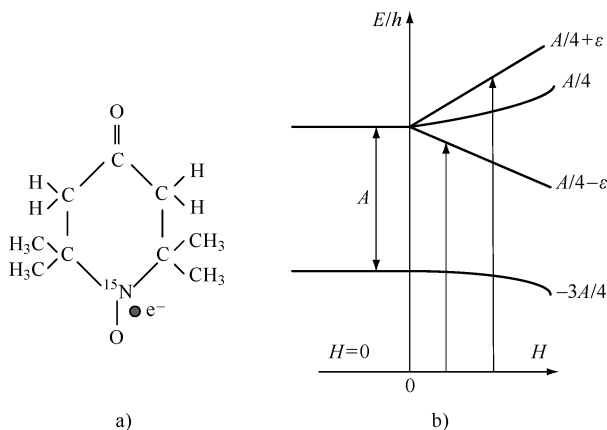


图 2.57 a) 氮氧自由基 (氮原子附近未配对电子用点表示) b) 物质的能级

3) 通过 DNP 的极化比磁场极化更强, 因此, 信号的信噪比和灵敏度更好。

### 2.7.6 穆斯堡尔效应共振

当传递能量到相应的能级跃迁水平需求时 (通常过渡到一个更高能级), 共振效应发生。在前面部分的例子中, 描述了通过吸收或释放光能的塞曼分裂共振检测方法。图 2.58a 给出了 $^{57}\text{Fe}$  原子核塞曼能级分裂。从基态  $I=1/2$  跃变到能级  $I=3/2$ , 要求吸收或释放对应于能带宽度 (能隙)  $\Delta E = 14.4\text{keV}$  的  $\gamma$  射线。遗憾的是, 很长一段时间内的  $\gamma$  射线观察共振效应几乎是不可能的。

观察到  $\gamma$  射线共振的困难主要原因是反冲能量损失。能量  $E_R$  取决于  $\gamma$  射线能量, 并和原子核质量  $m_n$  有关, 可表示为  $E_R = E_\gamma^2 / 2m_n c^2$ 。原子核在放出一个光子的时候, 自身也具有了一个反冲动量, 这个反冲动量会使光子的能量减少。同样原理, 吸收光子的原子核光子由于反冲效应, 吸收的光子能量会有所增大。因此, 吸收和发射两谱线之间存在  $2E_R$  的不匹配, 因此我们观察不到共振。

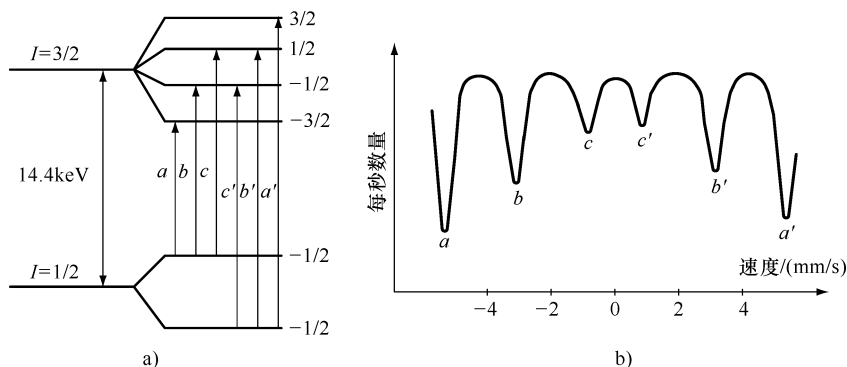


图 2.58  $^{57}\text{Fe}$  塞曼能级分裂 a) 和穆斯堡尔效应光谱图 b)

穆斯堡尔第一个证明, 有可能在铀固体中发射和吸收 X 射线而没有反冲作用 (Mössbauer 1958)。如果研究的原子核不自由, 而是限定在格子框架中 (例如, 在晶体中), 反冲能明显地很小, 因为它关联到更大的质量。此外, 另一种方法是减弱吸收线和散射线之间的不匹配。如果移除发射源 (或吸收源), 那么由于多普勒效应, 能量线也被转移。这足以用相对较低的速度 (几  $\text{cm/s}$ ) 移动源, 用来检测对应能级分裂光谱线。由于多普勒效应, 这种以速度  $v$  移动源的转移能量是

$$\Delta E = \frac{Ev}{c} \quad (2.83)$$

对于速度  $1\text{cm/s}$ 、 $30\text{keV}$  的  $\gamma$  射线, 能量转移大约是  $10^{-6}\text{eV}$  (Seiden 1969)。图 2.58b 给出了 $^{57}\text{Fe}$  的穆斯堡尔效应谱线, 这个结果通过其他方法是不可能得到的。图 2.59 给出了穆斯堡尔分光光度计的原理。通过应用穆斯堡尔共振, 可以研究材料的磁矩等基本特性。但也可以在技术应用上利用这一效应, 例如, 材料的无损检测 (Bray 和 McBride 1992)。

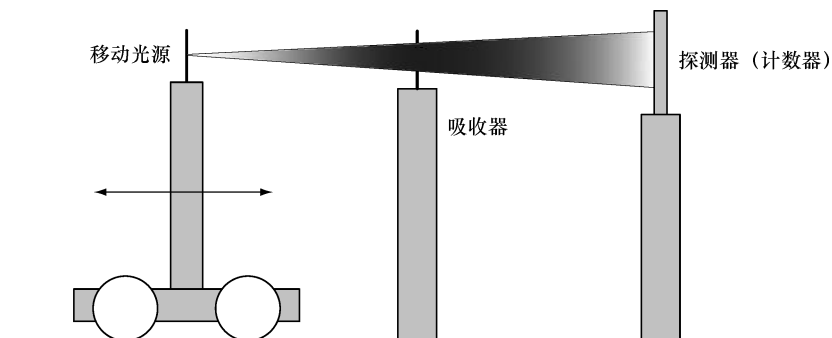


图 2.59 穆斯堡尔分光光度计的原理

## 2.8 超导效应在磁性测量中的应用

### 2.8.1 超导电特性和磁特性——迈斯纳效应

通常认为超导效应意味着某些材料的电阻在低温下突然消失（见图 2.60）。该材料在低温磁场中不仅成为理想的导体，也表现出完全的抗磁性（见图 2.60b）。在低温状态下，超导材料磁感应强度受到限制。换句话说，磁化个体表面是一个完美的磁场防护罩，这种效应被称为迈斯纳效应。

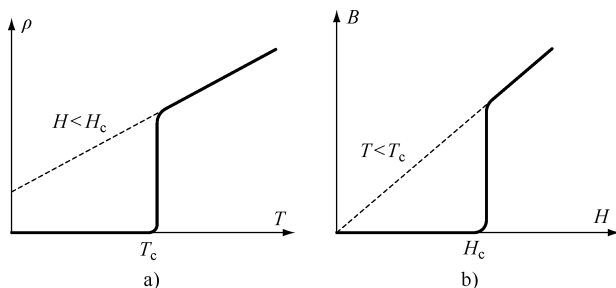


图 2.60 物质在低温下变成一个理想导体 a) 和完全抗磁 b)

由于迈斯纳效应，磁通被排除出样品之外（见图 2.61a）。因此，在超导状态，磁通也被限制在样品内部，只有样品表面附近有电流就如磁场的屏蔽罩。表面附近的电流和磁通量穿透深度  $\lambda$  只有几个  $\mu\text{m}$ 。

$$B(x) = \mu_0 H_{\text{ex}} e^{-x/\lambda} \quad (2.84)$$

图 2.61b 是有名的证实这种效应的实验。铁磁材料被磁铁吸引，而抗磁材料被排斥。如果把磁铁放在超导材料的上面，并降低温度引起超导，因为排斥力和万有引力相互平衡，磁铁开始在超导体上面悬浮几毫米。

超导作用发生在某些特定临界温度  $T_c$  以下。这个温度还取决于磁场的水平，如果这个场超过了临界磁场  $H_c$  的数值，那么超导效应将崩溃（见图 2.62）。有两种类型的超导材料，在超导体型号 I 中，到达临界磁场  $H_c$  后超导效果忽然崩溃。在超导体型号

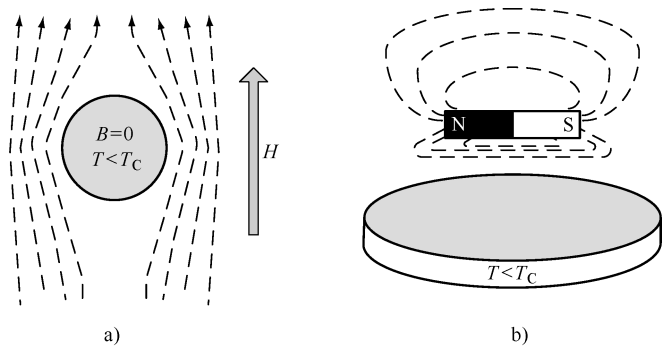


图 2.61 两个说明迈斯纳效应的实验

II 中，有两个主要磁场值（见图 2.62）。如果磁场不超过第一个临界值  $H_{C1}$ ，材料表现得像一个“普通”（迈斯纳类型）超导体。如果磁场在  $H_{C1}$  之上且低于  $H_{C2}$ ，即所谓的混合状态，开始过渡到一个非超导状态。在混合状态，磁通通过漩涡状逐步穿透到样品。达到第二个磁场临界值  $H_{C2}$  以上，超导效果就完全被抑制。

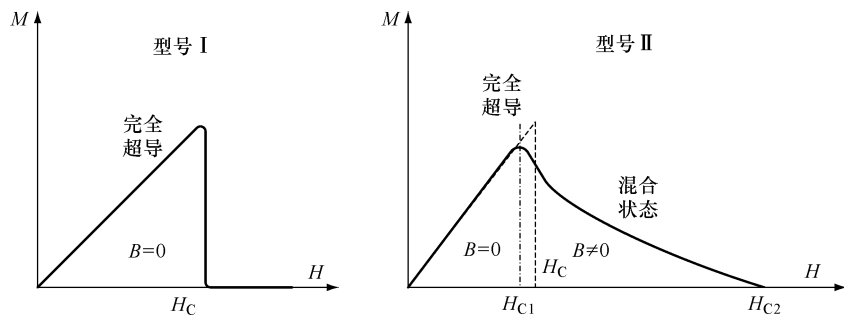


图 2.62 两种类型超导体磁化的磁场函数关系

有 38 个元素和几百种合金和化合物表现出超导性——典型的例子如表 2.12 所示。可以把这些材料分成实际的两个组。低温超导体（LTS）需要液态氮（温度 4.2 K）保持超导模式。高温超导体（HTS）可以在液态氮（温度 77 K）实现。尽管高温超导材料似乎能应用在测量中，但它们有一些不足之处，最重要的是电噪声。由于相对较高的临界温度，铌是最常用来做超导的材料。

表 2.12 典型的超导材料

| 低温材料               |                | 高温材料                                                                            |                |
|--------------------|----------------|---------------------------------------------------------------------------------|----------------|
| 材 料                | $T_c/\text{K}$ | 材 料                                                                             | $T_c/\text{K}$ |
| Al                 | 1.2            | YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>                                 | 92             |
| Hg                 | 4.2            | Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub> | 110            |
| Pb                 | 7.2            | Tl <sub>2</sub> Bi <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub> | 125            |
| Nb                 | 9.3            | HgBa <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>8</sub>                | 135            |
| Nb <sub>3</sub> Al | 16.0           |                                                                                 |                |

### 2.8.2 约瑟夫逊效应

由于自由电子散射减少,几乎所有导体的电阻会随温度的降低而减小。但是超导性与其他机理有关。由于电子对相反运动和旋转致使导电—库伯对:包含两个只在低温状态存在的相互束缚的电子,这样的一对电子代表了电荷  $q = 2e$  和质量  $m = 2m_e$  的一种基本粒子。库伯对的低温传导现象导致了特殊的量子效应:传导穿过一层薄薄的绝缘屏障(隧道效应或约瑟夫逊效应),磁通量子化,量子霍尔效应等。这些效应在磁测量中也是非常重要的。

1962 年约瑟夫逊理论上预测<sup>①</sup>:两个超导体被很薄的(厚度小于电子对的相干距离:  $0.1 \sim 2\text{nm}$ ) 绝缘介质(弱耦合超导体或约瑟夫逊结)隔开,由于库伯对的存在有一个异常电流的流动。这个结点可以由一个触点实现,薄膜层或桥连接(见图 2.63)。节点电流由以下两个方程描述:

$$i_s = I_c \sin \theta \quad (2.85)$$

$$f = \frac{d\theta}{dt} = \frac{2e}{h} V \quad (2.86)$$

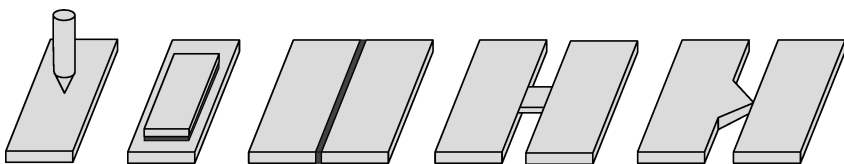


图 2.63 各种形式的约瑟夫逊结

第一约瑟夫逊方程(2.85)描述了结直流电流  $i_s$ 。电流  $I_c$  是一个结参数——临界电流,如果电流超过这个值,那么超导效果就消失了。角度  $\theta$  (另一个结参数)是结两端电子对波函数的相位差<sup>②</sup>。

第二约瑟夫逊方程(2.86)描述了当给结施加直流电压  $V$  的交流电流,这个电流以  $2eV/h$  频率发生振荡。这样,结中超导电流变化的频率

$$f = C_j v \quad (2.87)$$

式中,  $C_j = 2e/h$  是约瑟夫逊常数。

约瑟夫逊常数只取决于物理基本常数,因此精确度很高,并有

$$C_j = \frac{2e}{h} = 483.597891 \text{GHz/V} \quad (2.88)$$

如果把约瑟夫逊结放在高频磁场中,就可以获得量子电压标准。在这个标准中,电压随着电流逐步变化(量子化)的步长值(见图 2.64):

$$V(n) = n f \frac{h}{2e} = n f \frac{1}{C_j} \quad (2.89)$$

① 由安德森 (Anderson) 和罗厄尔 (Rowell) 第二年实验证实。

② 根据金兹伯格-朗道理论,电子对的波函数相位差也被称为有序参数。

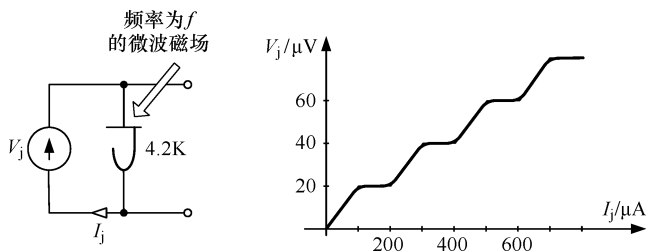


图 2.64 作为电压标准的约瑟夫逊结

注意，电压  $V(n)$  ( $n$  是步数) 取决于几个良定义的参数：普朗克常数值  $h$ ；电子电荷  $e$ ；能够准确测量的微波频率  $f$ 。

图 2.65 给出了电流与结贯穿电压的关系。在超导状态下，结贯穿电压一直等于零，直到电流达到临界值  $I_c$ 。当电流超过临界值，除了库伯对，正常电子也参与传导，造成超导体就像正常导体一样。

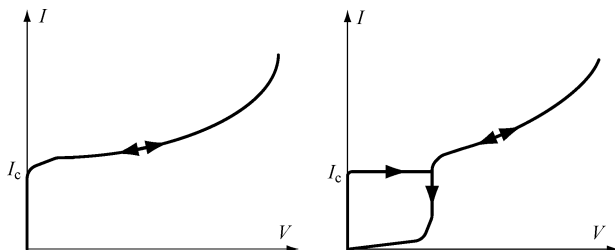


图 2.65 约瑟夫逊隧道结的电流与电压特性

约瑟夫逊结的特点  $V=f(I)$  可以有两种形式：有或没有迟滞（见图 2.65）。这种行为取决于结的  $R$ 、 $L$ 、 $C$  参数（麦坎伯因数  $\beta$ ）：

$$\beta = \frac{2\pi R^2 C I_c}{\Phi_0} = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \quad (2.90)$$

如果  $\beta < 1$ ，则  $V=f(I)$  的特点是无磁滞现象。

### 2.8.3 超导量子干涉仪

SQUID 是超导量子干涉仪（Superconducting Quantum Interference Device）的首字母缩写，是有一个或两个约瑟夫逊隧道结的超导环形样品。约瑟夫逊结超导线圈的磁通量  $\Phi_m$  是量子化的，可描述为如下关系式：

$$\theta + 2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} = 2\pi n \quad (2.91)$$

式中， $\Phi_0$  是磁通量子。磁通量子只取决于物理常数：

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.067833667 \times 10^{-15} \text{ Wb} \quad (2.92)$$

对于一个截面积  $1 \text{ cm}^2$  的线圈，磁通量子对应的磁感应强度  $2.067 \times 10^{-11} \text{ T}$ ，所以这通常用于测量极小的磁场。

考虑到方程 (2.85)，可以确定环形线圈中电流

$$i_s = I_c \sin \frac{2\pi\Phi_{in}}{\Phi_0} \quad (2.93)$$

如果电感  $L$  的线圈放置在外磁场  $\Phi_{ex}$  中，内部磁通  $\Phi_{in} = \Phi_{ex} - Li_s$ ，那么

$$\Phi_{in} = \Phi_{ex} - LI_c \sin \frac{2\pi\Phi_{in}}{\Phi_0} \quad (2.94)$$

式 (2.94) 描述了射频超导量子干涉仪 (RF SQUID) 有一个约瑟夫逊结的超导材料线圈。这种关系以图形化的形式表示在图 2.67 中。有或没有磁滞现象这取决于电感和结的临界电流 ( $\beta$  参数见方程 2.90)，这两种情况都可以用于射频超导量子干涉仪。当通量增加，跳跃的间隔等于量子磁通  $\Phi_0$ 。

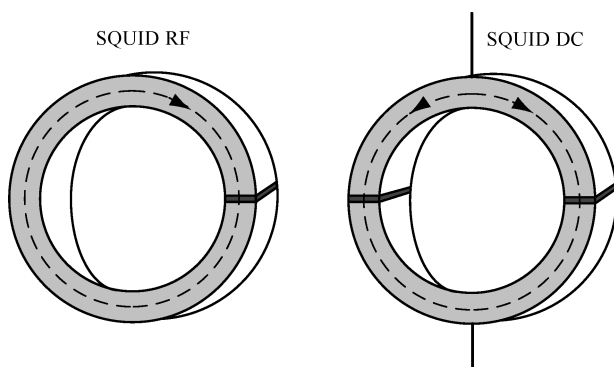


图 2.66 两种类型的超导量子干涉仪

射频超导量子干涉仪装置由超导线圈组成，并与射频振荡器激发谐振电路 LC 耦合，互感系数为  $M$  (见图 2.68)。线圈中的电流是感应电流和超导电流  $i_s$  之和。线圈中的反向跃变磁通影响谐振电路的电压。图 2.66 给出了典型的谐振电路电压与电流以及外部磁通量的关系。输出是周期等于量子磁通周期的三角波。

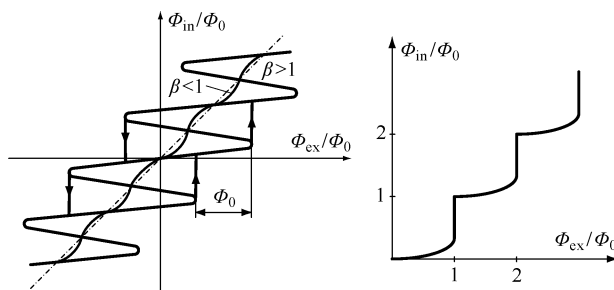


图 2.67 射频超导量子干涉仪内部磁通量与外部磁通量关系

(From Koch, H., SQUID sensors, in Magnetic Sensors, W. Gopel (Ed.), VCH Verlagsgesellschaft Weinheim, Germany, Chapter 10, 1989. Proc IEEE.,

77, 1208, 1989.)



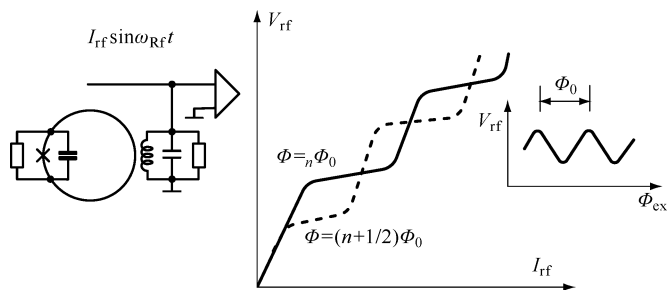
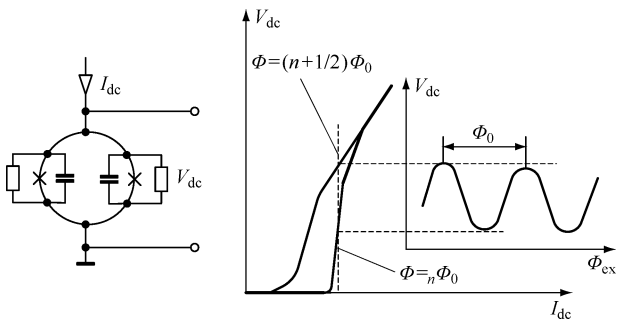


图 2.68 射频超导量子干涉仪耦合共振电路

(After Clark, J., Proc IEEE., 77, 1208, 1989.)

通过周期的简单计数就可以确定外磁场，但超导量子干涉仪更常用的是由负反馈的一个磁场零点检测仪。因此，只通过一个倾斜的输出信号即可确定外部磁场。

直接通过直流电压供电的超导量子干涉仪，叫直流超导量子干涉仪。有两个约瑟夫逊结通过电阻分流——由两个半环形设备组成（见图 2.69）。第一个半环是电流  $I/2 + i_s$  的总和，在第二个半环与这些电流有区别。由两个外部磁通量产生电流对应

图 2.69 由  $I_{dc}$  直流电流供电的直流超导量子干涉仪

(After Clark, J., Proc IEEE., 77, 1208, 1989.)

的电压特征关系如图 2.69 所示。对于固定电流值  $I_{dc}$ ，得到的电压周期取决于外部磁场，等于量子磁通  $\Phi_0$  周期。与射频超导量子干涉仪例子相似，直流超导量子干涉仪工作在负反馈状态——通常作为零磁场探测器。

#### 2.8.4 量子霍尔效应

正常的霍尔效应在 1879 年被发现的，是最流行的磁场传感器的基础。霍尔效应中，在片状导体上施加垂直于表面的电流  $I$  及磁场  $B$ ，由于洛伦兹力作用于移动的电荷，出现横向电场和电流。因此，相对于电极电流的另一面产生霍尔电压  $V_H$ （见图 2.79），可以用来测量磁场，并有

$$V_H = \frac{1}{tne} IB = K_H B \quad (2.95)$$

式中， $t$  是板的厚度； $n$  是电荷载流子密度。

一些半导体材料例如碲化铟 InSb、砷化铟 InAs 和砷化镓 GaAs 呈现出很大的  $K_H$  系数。

1980 年，在非常低温（如 2K 以下）和强磁场（几个特斯拉）中，冯·克利钦（Von Klitzig）发现了非常规的量子霍尔效应。这种效应存在于二维电子气体态，这种

气态结构可在砷化镓/铝砷化镓 (GaAs/AlGaAs) 异质结构的金属氧化物半导体场效应晶体管 (MOSFET) 中得到 (在硅、二氧化硅绝缘面之间的边界)。

量子霍尔效应首先作为电阻标准, 因为霍尔电阻定义为  $R_H = \frac{V_H}{I}$ , 即

$$R_H(n) = \frac{h}{2e^2 n} = \frac{1}{n} K_K \quad (2.96)$$

其中,  $n$  是量子数,  $R_H = f(B)$  (见图 2.70)。克利钦常数  $K_K$  只取决于基本物理常数, 高准确度  $K_K = h/2e^2 = 25812.807 \times 10^{-7} \Omega$ 。

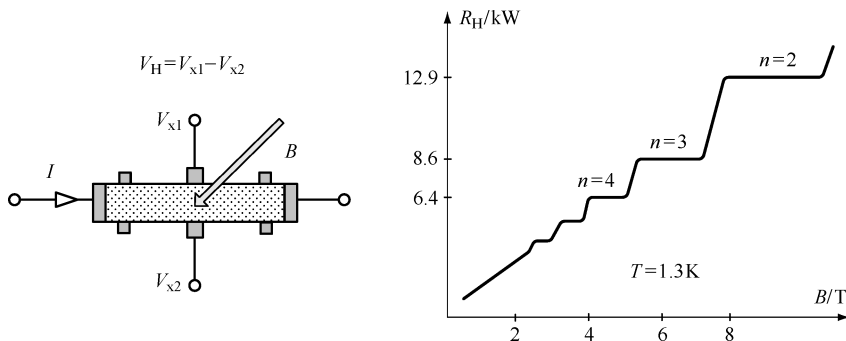


图 2.70 量子霍尔电阻标准

(After Nawrocki, W., *Introduction to Quantum Metrology* (in Polish), Poznan University of Technology, Poznan, Poland, 2007.)

## 2.9 磁学的主要定律

### 2.9.1 毕奥萨伐尔定律

毕奥萨伐尔定律用于磁场强度  $H$  的计算。如图 2.71 所示, 在距离选定点  $A$  为  $R$  处有电流为  $I$  的回路  $C$ , 回路上电流元  $dI$  在距坐标轴交点  $r$  处的磁场强度:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_C \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{u}}{R^2}, \quad \mathbf{u} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (2.97)$$

其中,  $\mathbf{u}$  是  $dI$  到点  $A$  的单位矢量。

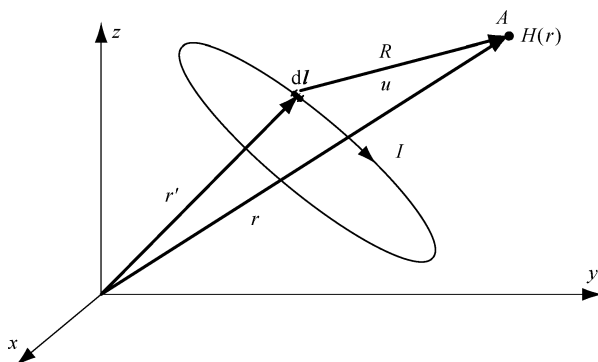


图 2.71 毕奥萨伐尔方程 (2.97) 中参数的定义

在 2.1.1 节中给出了一个应用毕奥萨伐尔定律计算环路（单匝线圈）产生磁场的例子。在图 2.72 中，考虑了另一种一条长直线产生磁场的典型情况。

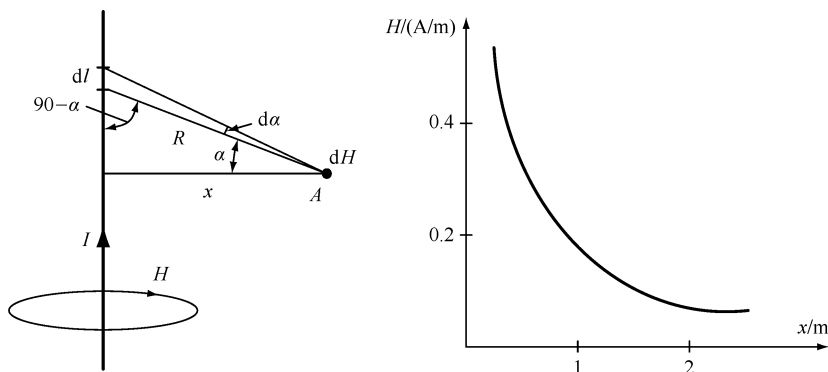


图 2.72 电流为  $I$  的长导体周围磁场（方程 (2.100) 计算中使用  $I=1\text{A}$ ）

如果无限长载流导体电流为  $I$ ，电流元  $dl$  在  $A$  点产生的磁场  $dH$  是（见图 2.72）

$$dH = \frac{1}{4\pi R^2} I dl \sin(90 - \alpha) \quad (2.98)$$

因为  $dl = R d\alpha / \cos\alpha = x d\alpha / \cos 2\alpha$ ，所以

$$dH = \frac{I \cos\alpha}{4\pi x} d\alpha \quad (2.99)$$

因此， $A$  点的整个磁场是

$$H = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{I}{4\pi x} \cos\alpha d\alpha = \frac{I}{2\pi x} \quad (2.100)$$

如图 2.73 所示，考虑一个长直螺线管内磁场的情况。如果假定磁场  $H$  由线圈叠加而成，由携带电流为  $(nI/2L)dl$  的单匝线圈  $dl$  生成，这基本单元磁场可如下计算

$$dH = \frac{nI a^2}{2LR^2} dl \quad (2.101)$$

式中， $n$  是线圈匝数，线圈长度是  $2L$  半径为  $a$ 。

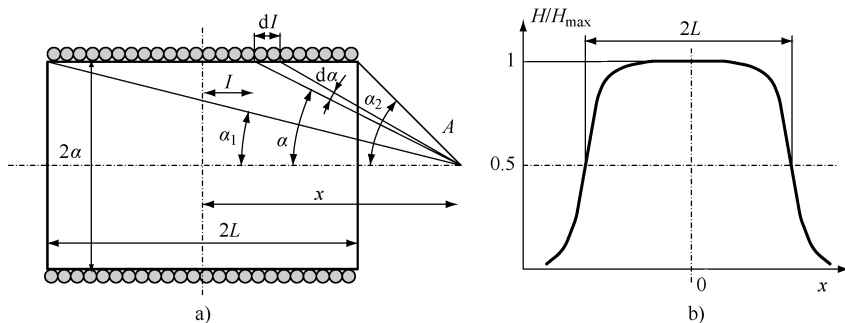


图 2.73 长直螺线管内磁场

因为  $R = a / \sin\alpha$ ， $l = x - a \cot\alpha$ ， $dl = a d\alpha / \sin^2\alpha$ ，所以

$$dH = \frac{nI}{4L} \sin \alpha d\alpha \quad (2.102)$$

最终得到

$$H = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dH = \frac{nI}{4L} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) = \frac{nI}{4L} \left[ \frac{L+x}{\sqrt{a^2 + (L+x)^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{a^2 + (L-x)^2}} \right] \quad (2.103)$$

在线圈几何中心 ( $x=0$ )，磁场是

$$H = \frac{nI}{2 \sqrt{a^2 + L^2}} \quad (2.104)$$

图 2.73 表示了螺线管内部磁场的分布。

### 2.9.2 安培环路定律

安培定律也可用来计算沿着一个载流闭合回路的磁场。这个关系如下：

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint_S \mathbf{J} d\mathbf{S} \quad (2.105)$$

式中， $C$  是任意一条封闭曲线； $S$  是被曲线  $C$  包围的面积； $J$  是回路电流  $I$  的密度。

这种关系还可以写为

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = I \quad (2.106)$$

可以看到，封闭回路  $C$  产生的磁场等于回路包围的电流，而电流与这条曲线的形状无关。因此，从这方面看，安培定律相当于毕奥萨伐尔定律。例如，如果考虑在前一节中讨论的载流导线周围磁场（如式 (2.100)），可以使用关系式 (2.106)。如果我们假定一个封闭回路，其形状是半径为  $x$  的圆，沿着这条路径进行线积分，可以得到

$$\int_0^{2\pi} H x d\phi = H \cdot 2\pi x = I \quad H = \frac{I}{2\pi x} \quad (2.107)$$

得到与方程式 (2.100) 相同的结果。

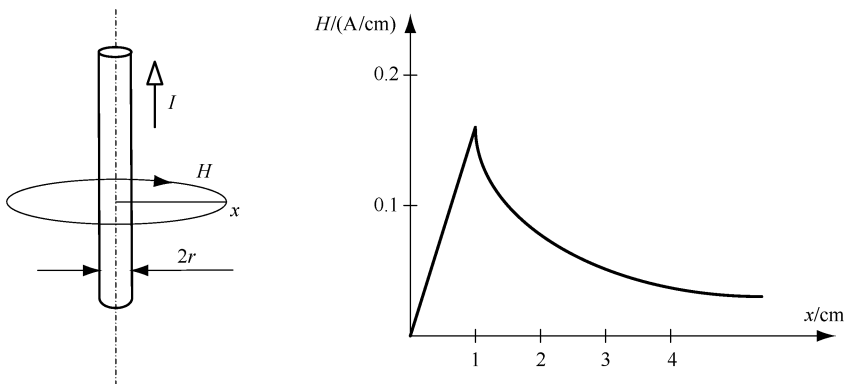


图 2.74 电流为  $I$  的长载流导体周围磁场（方程式 (2.109) 计算中  $I=1\text{A}$ ,  $r=1\text{cm}$ ）

在半径为  $r$  的导线内磁场中, 可以扩展这种关系 (见图 2.74)。电流密度  $I = J\pi r^2$ , 可得

$$\int_0^{2\pi} Hx d\phi = H2\pi x = \int_0^{2\pi x} Jx dx d\phi = \frac{2\pi I x^2}{2\pi r^2} \quad (2.108)$$

因此,

$$H = \frac{I}{2\pi r^2} x \quad (2.109)$$

如果有多个闭合回路电流 (安匝  $nI$ ) 通过磁路长度  $l$  的缠绕导线的磁路 (磁轭), 可以使用如下形式的安培环路定律

$$Hl = nI \quad (2.110)$$

式 (2.110) 通常用于确定磁路的磁场强度。例如, 如果磁轭气隙的长度为  $l_a$ , 因此有如下关系

$$H_{Fe} l_{Fe} + H_a l_a = nI \quad (2.111)$$

如果气隙极小, 在图 2.75 中磁路磁场强度  $H$  为

$$H = \frac{nI}{l} \quad (2.112)$$

磁路的长度  $l$  可以足够精确<sup>⊖</sup>, 只适合平均半径  $r$  的环状样本, 如  $l = 2\pi r^2$ 。

### 2.9.3 法拉第感应定律

法拉第感应定律是一个磁学的基本定律, 用于确定闭合回路在磁场  $B$  (磁通量  $\Phi$ ) 的感应电动势 (电压)  $V^{\ominus}$ :

$$V = \int_c \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{B} d\mathbf{S} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.113)$$

闭合回路的感应电压与线圈磁通量的变化率成正比。根据楞次定律, 感应电压的方向与磁通的变化方向相反。

法拉第定律是许多电磁设备或电磁效应的基础 (见图 2.76)。如果一个导电回路在磁场中运动 (此时有  $d\Phi/dx$ , 也即  $d\Phi/dt$ ), 在这个回路中产生感应电压, 如图 2.76a 所示, 即发电机原理。如果把静止回路放置在变化的磁场中 (因此有  $d\Phi/dt$ ) (见图 2.76b), 也可以获得感应电压, 即变压器原理。这两个原理可以用于感应式传感器测量磁场。如果导电材料 (厚度  $d$  和电阻率  $\rho$ ) 是在磁场中运动或被放置在交变磁场中, 这种材料会引起涡流  $J_{ed}$  (见图 2.76c):

$$J_{ed} = - \frac{d}{2\rho} \frac{dB}{dt} \quad (2.114)$$

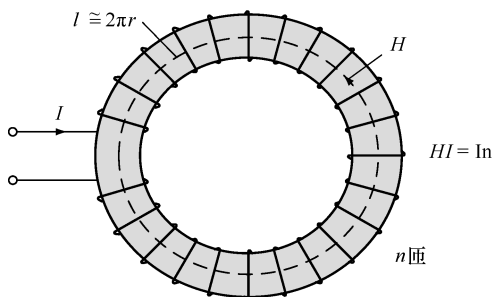


图 2.75 安培环路定律用于确定环形线圈的磁场强度

⊖ 根据标准 IEC 60404, 外部和内部半径比例应小于 1.1。

⊖ 或电场  $E$ 。

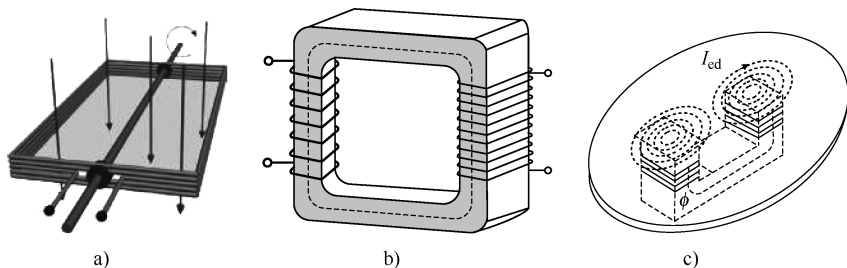


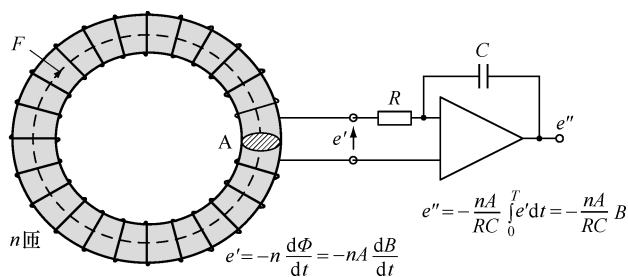
图 2.76 法拉第感应定律的实例应用

a) 电动机或感应传感器 b) 变压器 c) 涡流

涡流又产生磁场，方向与外部磁场相反——这种现象被用于感应电能表中。涡流以热量的形式消耗能量——它是磁性材料能量损失的一个来源。

如果我们测试磁路，根据法拉第定律可以确定磁感应强度  $B$ ，因为感应电压  $V$  取决于磁通的变化  $d\Phi/dt = A$ ， $dB/dt = -V$ ，并有

$$B = -\frac{1}{nA} \int_0^T V dt \quad (2.115)$$

图 2.77 磁路中磁感应强度  $B$  的测量原理

因此，为了从一个  $n$  匝线圈的感应电压确定磁感应强度，有必要使用积分电路（见图 2.77）。从纯正弦波  $V = V_m \sin \omega t$  中，可以确定磁感应强度为

$$B(t) = \frac{1}{2\pi f n A} V_m \cos \omega t \quad (2.116)$$

#### 2.9.4 洛伦兹力

如果在电磁场  $E$  和  $B$  中，一个带电粒子  $q$  以速度  $v$  运动，这个粒子就会受到力  $F$ （洛伦兹力）的作用，可表示为

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.117)$$

如果只考虑磁场  $B$ ，这个力称为磁力或拉普拉斯力，并有

$$\mathbf{F}_m = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.118)$$

洛伦兹力的方向可以使用左手定则确定，如图 2.78 所示。

洛伦兹力的一个实际应用例子的是霍尔效应传感器。如果电荷（电子或空穴）在纵向电场  $E_L$  的影响下进入半导体板，磁力

$$\mathbf{F} = q\boldsymbol{\mu}_n(\mathbf{E}_L \times \mathbf{B}) \quad (2.119)$$

导致它们改变了移动的轨迹（见图 2.79）。结果是，出现一个额外的横向电场  $E_T$ ：

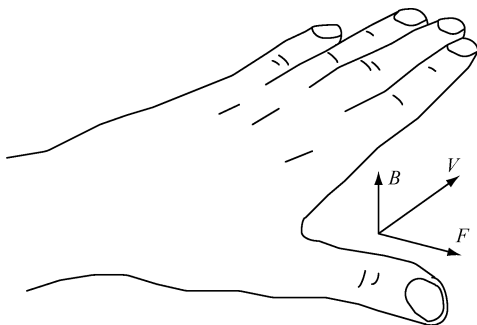


图 2.78 左手定则确定磁力

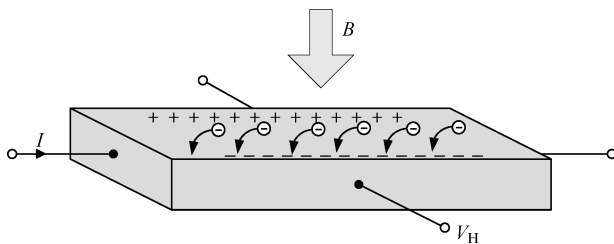


图 2.79 霍尔效应传感器的工作原理

$$\mathbf{E}_T = -R_H(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \quad (2.120)$$

式中,  $R_H$  是霍尔系数;  $\mathbf{J}$  是电流密度。

对于厚度  $t$  的板, 电压传感器的输出是

$$V_H = \frac{R_H}{t} IB \quad (2.121)$$

洛伦兹力的另一个重要应用是求电气设备中作用于一个电流导线的机械力。在这种情况下, 洛伦兹力可以描述为

$$\mathbf{F} = I(\mathbf{L} \times \mathbf{B}) \quad (2.122)$$

其中,  $\mathbf{L}$  是线路长度的矢量。因此, 长度  $l$  导线与磁场  $\mathbf{B}$  方向的倾斜角度为  $\alpha$ , 其所受作用力为

$$F = IlB \sin \alpha \quad (2.123)$$

### 2.9.5 坡印廷矢量

根据坡印廷定理, 体积为  $V$  的电磁场能量密度  $u$  描述为如下关系式:

$$u = \int_V \frac{1}{2} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2) dV \quad (2.124)$$

与此能量相关的瞬时功率为

$$p = - \frac{\partial u}{\partial t} = - \int_V \left( \epsilon \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) dV \quad (2.125)$$

这个方程变换后, 得到

$$p = \int_V \sigma \mathbf{E}^2 dV + \oint_A (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\mathbf{A} \quad (2.126)$$

式中,  $\sigma$  是材料的电导率。

方程 (2.126) 的第一部分与电功率消耗有关, 第二部分是面积  $A$  中电磁场能流磁通矢量。这个矢量  $\mathbf{S}$  通常描述为坡印廷矢量:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.127)$$

坡印廷矢量是铁磁材料损耗分析的基础。在一般情况下将铁磁薄片二维磁化, 通过两个外表面 (面积  $2A$ ) 的瞬时功率流 (Pfützner 1994)

$$p(t) = 2(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{A} = \begin{bmatrix} E_x & H_x & 0 \\ E_y & H_y & 0 \\ 0 & 0 & 2A \end{bmatrix} = 2A(E_x H_y - E_y H_x) \quad (2.128)$$

根据法拉第定律, 与  $-dB/dt$  相关的电场  $\mathbf{E}$  中, 铁磁材料的总损耗如方程 (2.46)

$$P_r = \frac{1}{\gamma T_0} \int_0^T \left( H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad (2.129)$$

### 2.9.6 麦克斯韦方程

麦克斯韦为描述电磁场的现象, 制定了4个方程 (麦克斯韦方程):

$$\Delta \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \text{或} \quad \oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \mathbf{I} + \frac{\partial}{\partial t} \int_s \varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.130)$$

$$\Delta \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{或} \quad \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.131)$$

$$\Delta \cdot \mu_0 \mathbf{H} = 0 \quad \text{或} \quad \oint_s \mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (2.132)$$

$$\Delta \times \varepsilon_0 \mathbf{E} = \rho \quad \text{或} \quad \oint_s \varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = q \quad (2.133)^\ominus$$

式中,  $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{J}$  分别是磁场强度、电场和电流密度矢量<sup>⊖</sup>; 符号  $\rho$  意味着电荷密度;  $q$  是一个电荷。

⊖  $\Delta \cdot \mathbf{A}$  是散度运算 (div), 在笛卡尔坐标中定义为

$$\Delta \cdot \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

$\Delta \times \mathbf{A}$  是旋度运算, 计算如下:

$$\Delta \times \mathbf{A} = \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left( \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \mathbf{k}$$

旋度运算矩阵式如下:

$$\Delta \times \mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{bmatrix}$$

⊖ 在麦克斯韦方程中, 经常使用电通量密度  $\mathbf{D}$  代替  $\varepsilon \mathbf{E}$  使用, 同理使用磁感应强度  $\mathbf{B}$  代替  $\mu \mathbf{H}$ , 还有一个电流密度  $\mathbf{J}$  可以表示为  $\gamma \mathbf{E}$  ( $\gamma$  是电导率)。



麦克斯韦方程可以表示成微分或积分两种形式。根据高斯散度定理,两种形式是等价的。

麦克斯韦方程组并不完全是新的,可以看到方程式 (2.130) 是安培定律(电流或变化电场引起磁场)稍微修改了一下,方程式 (2.131) 是法拉第定律(即感应电场和变化磁场之间关系)的变形。

同时,方程式 (2.132) 和式 (2.133) 代表电场和磁场的高斯定律。高斯定律(方程式 2.133) 指出电场是电荷及电通量取决于包含在这个表面上的电荷。总电通量不依赖于平面的形状和尺寸。

磁学高斯定律(方程式 2.132) 规定穿过一个封闭曲面的总磁通量是零。换句话说,它意味着这个场是“无源的”(或发散的)——我们说这是一个螺线管型矢量场。这些场由磁偶极子(不存在磁单极子)产生。磁力线是既没有起始也没有尽头的闭合路径。

麦克斯韦方程组重要性在于处理几乎所有的电磁现象都是一致的(而早些时候,电场和磁场的分析经常是单独的)。连同洛伦兹定律,这 5 个关系是电动力学和磁场计算的基础。

在电磁场分析上,引入磁势矢量  $\mathbf{A}$  的术语,其定义为

$$\mathbf{B} = \Delta \times \mathbf{A} \quad (2.134)$$

麦克斯韦方程组的式 (2.131) 和式 (2.132) 是

$$\Delta \cdot \mathbf{B} = \Delta \cdot (\Delta \times \mathbf{A}) = 0 \quad (2.135)$$

$$\Delta \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \times \mathbf{A}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.136)$$

结合方程式 (2.130) 和式 (2.134), 可得泊松方程如下

$$\Delta \cdot \Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \text{ 或 } \Delta^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (2.137)$$

引入标量磁位  $\psi^\ominus$  术语。

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \Delta \psi \quad (2.138)^\ominus$$

得到

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \Delta \times \mathbf{B} = -\Delta \times \Delta \psi = 0 \quad (2.139)$$

结合方程式 (2.137) 和式 (2.132), 得到拉普拉斯方程

$$\Delta^2 \psi = 0 \quad (2.140)$$

标量磁势  $\psi$  和矢量磁位  $\mathbf{A}$  对静态磁场的计算非常有用,这类的问题被称为静磁学。但是也经常用于分析不同的磁场,包括磁场在导电材料中产生的涡流。因此,在这种情况下,有必要分析电磁场而不仅仅是磁场。在电磁计算中,引入标量电位  $\varphi$  和矢量电位  $\mathbf{T}$  是有用的<sup>③</sup>。

① 恒定磁场中,它只适用于无传导电流分布的区域。

②  $\Delta f$  意味着一个梯度(grad)运算,并有  $\Delta f(x, y, z) = (\partial f / \partial x)\mathbf{i} + (\partial f / \partial y)\mathbf{j} + (\partial f / \partial z)\mathbf{k}$

③ 标量电位  $\varphi$  和矢量电位  $\mathbf{T}$  被定义为

$$\mathbf{E} = -\Delta \varphi \quad \mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} = \Delta \times \mathbf{T} \quad (2.141)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} - \Delta \psi \quad (2.142)$$

泊松方程的电势为

$$\Delta^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.143)$$

直接从麦克斯韦方程中，能够推导出磁场的边界条件（如图 2.80 所示）。从方程 (2.132) 中可获得封闭区域的磁通量是连续的，并有

$$B_{n1} = B_{n2} \quad \text{或} \quad \mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2} \quad (2.144)$$

根据安培定律：

$$\mathbf{H}_{t1} - \mathbf{H}_{t2} = \mathbf{j}_s \times \mathbf{n} \quad (2.145)$$

在研究如果没有表面电流区域，可以假定

$$H_{t1} = H_{t2} \quad (2.146)$$

电场的边界条件是  $E_{t1} = E_{t2}$  和  $J_{n1} = J_{n2}$ 。

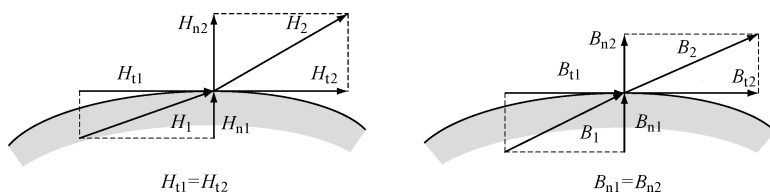


图 2.80 磁场的边界条件

这一结论在电工钢样品磁场强度分析中非常重要，因为它意味着可以使用外切向磁场传感器直接研究样本内部的磁场强度。

## 2.9.7 单一磁场的计算

在前节中，已证明使用毕奥萨伐尔定律能计算出磁场。但是这些例子只是些非常简单的情況：直线或圆形导体电流产生的磁场。如果分析磁化体的内磁场，只能局限于像椭球面这样简单的形状，因为退磁磁场一般不均匀。对于计算更复杂形状的退磁因子值  $N_d$ ，结果也是复杂和近似的计算。最近，计算磁化个体磁场分布简单得多了，当磁场是静态的，我们能够把问题仅局限于静磁学。对于交变磁场，分析的电磁场自然更复杂。

麦克斯韦方程组是这些计算的基础。幸运的是，没有必要总是从这些方程开始，因为有许多二维和三维磁场或电磁场计算开放源码和专业软件。但是值得注意的是商业软件对典型问题是非常有用的，对于一般磁场计算还是不简单的，例如，大多数程序不能够考虑到磁材料的各向异性，也不涉及磁滞影响。难怪每年关于这个主题组织几个大型国际会议发表几千篇科学论文，例如 COMPUMAG 或 ISEM。

我们可以通过已知源、边界条件和材料参数计算磁场。有时遇到逆问题——知道磁场分布求激励源。一个经典逆问题是计算 X 线断层摄影术的问题之一，通过通常的 2D 测量找到 3D 分布结果。

计算的第一步是定义对象——它的几何形状、参数和边界条件等。例如，在图 2.81 表示的对象中，可以分成下面的几部分：铁磁元素体区域  $\Omega_b$ ，已定义的  $B = f(H)$  特征和电导率  $\gamma$ ；无磁性的区域部分  $\Omega_c$ ；磁场源区域  $\Omega_s$ ； $\Omega_0$  是自由空间（空气）区域； $\Gamma$  是边界条件。

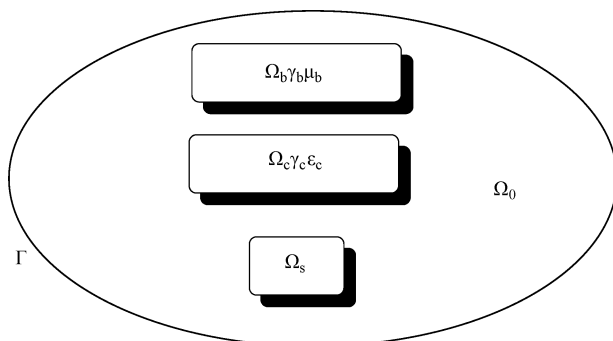


图 2.81 定义计算对象

下一步是将模型分解成小的基本单元——网格离散化。在 2D 问题中最流行的是离散成有三个节点的基本三角形，在 3D 问题中分解成正四面体（三角形金字塔）。分成更多网格单元，计算更精确，但是同时也有更多的方程要求解<sup>⊖</sup>。网格没必要是规则的——取感兴趣的区域就行（例如，在两个磁化元件的空气间隙）。

网格单元的划分有助于求解方程，因为这使问题简化到只要确定节点的解即可。但由于邻近的单元相同的节点，计算结果影响邻近的结果（单元边界与已知固定的边界条件）（见图 2.82）。对于不饱和的线性问题，有可能一步就可以得最终的计算结果。然而，对于非线性问题，因为该场对邻近元素的影响不能被简单叠加，必须通过多次迭代达到最终的计算结果。

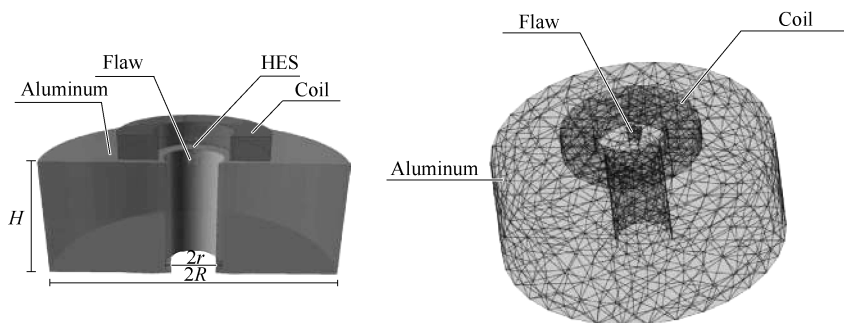


图 2.82 创建一个代表性网格计算的模型

(From Polik, Z. and Kuczmann, M., Przegl. Elektrotech, 85, 137, 2009. With permission.)

对于每个单元，可以列写描述单元物理模型的一个方程或方程组。通常，求解矢

⊖ 然而，精确度与准确度不应被混淆，由于准确度会随着计算数量增加而变差，这是由于数字精度所限的计算误差的存在。

量磁位方程  $\mathbf{A}$  非常简单 ( $\mathbf{B}$  或  $\mathbf{H}$  间接反映在这个方程中)<sup>①</sup>。例如,通过联立麦克斯韦方程组的式 (2.130) 和式 (2.134), 得到以下关系式求解静磁场问题:

$$\Delta \times \frac{1}{\mu_0 \mu} \Delta \times \mathbf{A} = \mathbf{J} \quad (2.147)$$

对交变磁场来说关系式更复杂。例如,某个商业软件可求解以下两个方程:

$$\Delta \times \frac{1}{\mu} \Delta \times \mathbf{A} - \Delta \cdot \frac{1}{\mu} \Delta \times \mathbf{A} - \gamma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \Delta \varphi \right) = 0 \quad \Delta \cdot \gamma \Delta \varphi + \Delta \cdot \gamma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0 \quad (2.148)$$

从理论上讲,有可能求解每个网格节点的方程。但在一个复杂问题中,可能会有成千上万的网格单元,求解这么多个偏微分方程将是非常复杂的。因此,开发了许多简单的近似计算的数值计算方法来解决这一问题。

最简单的一种方法是采用有限差分法。在这一方法中,用有限差分代替微分方程导数(假设基本单元网格足够小)。不过这一方法只对相对简单的形状有效。

最近,最常用的是有限元法(FEM)(也通常被称为有限元分析[FEA])。在有限元法中,利用测试函数  $\varphi$  代替部分微分方程。这种方法是减少分析有限元网格个数,然后去解决一个线性方程组矩阵。在这个方法中,选择适当的测试函数是至关重要的——选择主要是基于以前的经验。如果一个选择的测试函数是可接受的,要进行测试加权残差的检验。在本例中,采用加勒金(Galerkin)法代替加权残值法。详细的有限元分析法超出了本书讨论范围——有许多关于这个题目的书籍(Jin 2002, Zienkiewicz 等人 2005)。

与有限元法稍微有些相似的是边界元法(BEM)。在这个方法中,通过应用积分方程确定边界节点值。通常对于这一问题,采用格林函数。通过限制边界问题的求解,这个求解方法相比有限元法可以大大简化。接下来可能就是为了分析样品内部值而进行的后处理。然而,随着目前商业软件包的实现,有限元法似乎成为更快和更高效的计算方法。同样,也有许多关于这方面的书(Banerjee 1994, Wrobel 和 Aliabadi 2002)。

图 2.83 给出了样品内部和周围磁场分布的分析结果,测量设备用的是测试电工钢——单板测试仪,分析有助于仪器的正确设计。最近,出现了许多磁场分析软件包,其中也包括 CAD 建模工具。

我们应该记住,每种磁场数学模型计算操作是通过物理结构的简化完成的。图 2.84 给出了数值计算和实际测量结果的比较。数值模型很好地与实际测量结果相对应,但对非取向电工钢效果更好。对于晶粒取向钢,晶粒结构强烈影响磁场的分布,数学模型中不包括这种情况。因此,如果有可能,数值分析应该通过测量验证支持。图 2.85 给出模拟了 4 个小孔模型的计算结果。

① 磁感应强度  $\mathbf{B}$  作为磁矢量  $\mathbf{A}$  的代表,因为  $\mathbf{B} = \Delta \times \mathbf{A} = \mathbf{i}(\partial A_z / \partial y - \partial A_y / \partial z) + \mathbf{j}(\partial A_x / \partial z - \partial A_z / \partial x) + \mathbf{k}(\partial A_y / \partial x - \partial A_x / \partial y)$

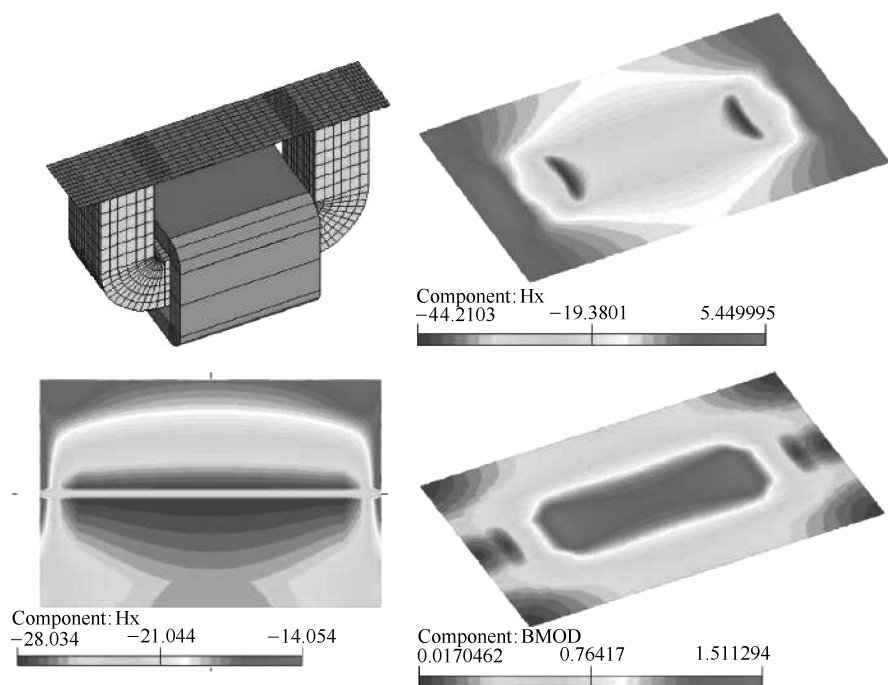


图 2.83 单板测试仪的分析结果  
(From Polakowski et al., 1999.)

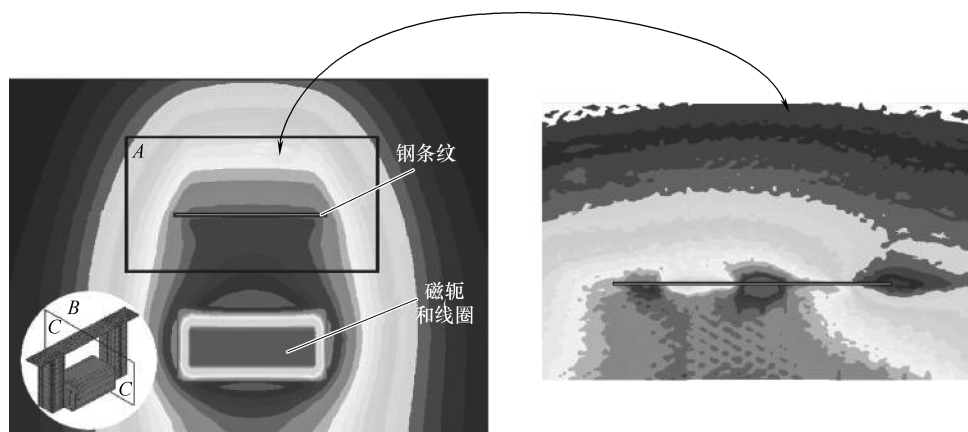


图 2.84 非取向条形钢样品磁场的数值和实验分析

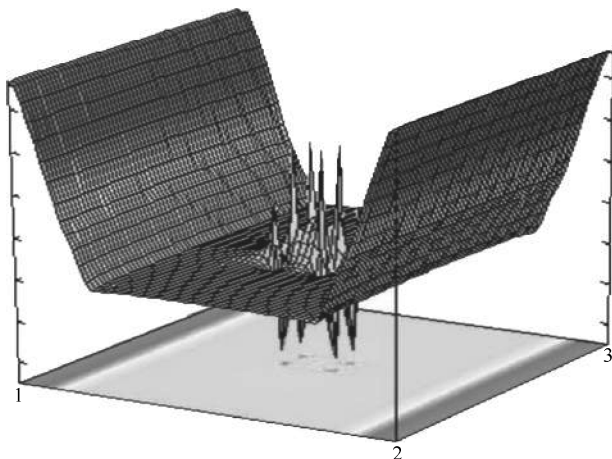


图 2.85 有四个微孔的磁场计算结果

## 2.10 磁性的物理原理

### 2.10.1 磁场和磁矩

1826 年, 安培发现了电流和磁场之间的关系。并猜想, 微小的基本电流回路是形成磁性的原因 (这比 Bohr 要早很多年)。现在我们知道, 具有自旋的电子, 具有电子环绕的原子, 和旋转的原子核 (像一个微型的磁偶极子), 都对磁效应起重要作用。

但是, 像这种经典排列有序的微小磁偶极子图像, 不能解释磁性材料的许多磁现象。2000 年, O'Handley 在其著作中提出另一个版本的图像, 如图 2.86 所示, 分析一条直线上的排列有序的原子电流回路, 回路可由一些有序排列的有向原子表示。

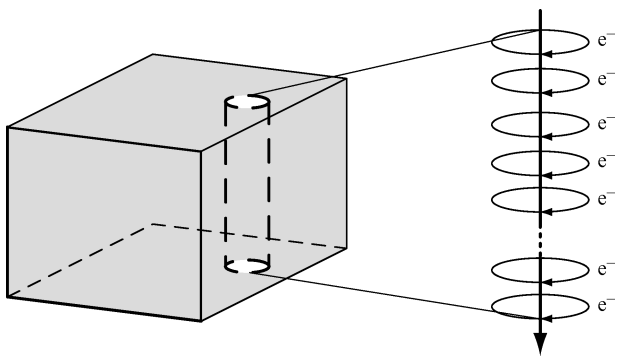


图 2.86 磁性材料的有序原子电流表示图  
(After O'Handley, R. C., Modern Magnetic Materials, John Wiley & Sons, inc., 2000.)

这些原子可看成  $n$  匝的螺线管。其面积和电子的轨道成正比。一个具有面积为  $A$  和基本电流  $I$  的氢原子的磁矩为  $\mu_m = IA$  和

$$\mu_m = IA \approx e \frac{\omega}{2\pi} \pi r_0^2 \approx e \frac{1}{r_0} \sqrt{\frac{2E}{m}} \pi r_0^2 \approx -9.27 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$$

式中,  $\omega = v/r_0$ ,  $v$  是电子速度;  $e$  是电子电荷;  $r_0$  是回路半径;  $E$  是氢原子 1s 壳层电子



的能量； $m$  是电子质量。

假设所有原子都是排列有序的（例如晶体结构），原子数目为  $N_A = 10^{29}/\text{m}^3$ （单位体积的原子数），可以得到  $10^6 \text{ A/m}$  的磁化强度，或者  $1 \text{ T}$  磁感应强度。这种所有原子沿某一方向定向的理想排列图像，对铁磁性材料超过  $2 \text{ T}$  的饱和磁感应并不能充分解释。（另外，声明氢原子是反磁性材料，不能被磁化到这么高的磁感应强度）。因此，尽管原子磁矩对材料磁性有贡献这一点是毫无疑问的，但仅仅靠原子的磁矩有向排列，来解释铁磁性材料并不充分。

铁磁性大部分是固体的，通过晶体结构相互耦合，所以不能把原子磁矩彼此分离开。图 2.87 表示了铁 BCC 晶体结构中同向耦合原子排列的情形。这种磁性原子排列清晰可见，但我们不能认为材料本身的晶体结构是磁性形成的原因，因为有一些没有晶体结构的非晶体材料也有优异的磁性。

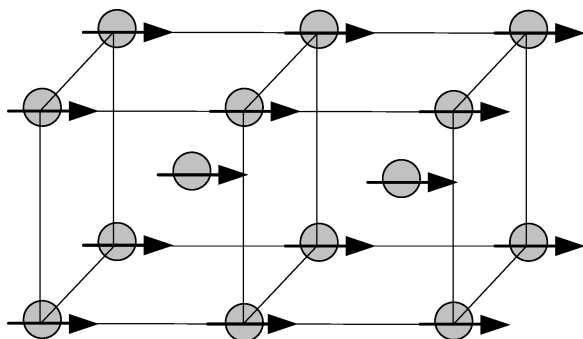


图 2.87 原子的 BCC 铁晶体结构排列

考虑一个晶体结构，大多数情况下，还要考虑到大量原子排列非常靠近的情况，图 2.88 描述了几种主要铁磁性材料的晶体几何结构。邻近的原子相互作用，它们具有共同的电子。共同的电子又受邻近晶格的静电场影响。对称有序的晶体结构使材料各向同性，并影响其他磁性参数（Nrrs 1964，Cracknell 1975）。除晶体结构外，其他主要结构也会强烈影响材料的磁性。

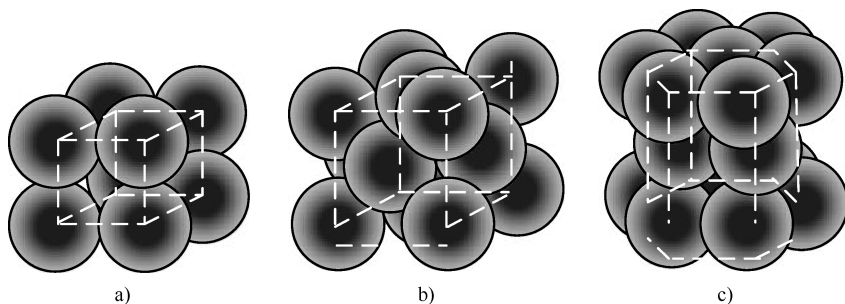


图 2.88 a) 铁晶体结构 b) 镍晶体结构 c) 钴晶体结构

磁性理论非常复杂，很多问题目前仍不能完全解释。磁性理论基础由韦斯（Weiss）、居里（Curie）、朗之万（Langevin）以及 19 和 20 世纪交接时期其他学者提出，比量子物理要早得多。量子物理拓展了经典理论。一些现象，如铁磁性能在量子物理原理中上得到解释。一般地，量子物理并没有使经典物理作废，反而一定程度上支持经典物理。所以目前在解释磁的物理性能上，经典和量子理论常常一起使用。这些已经超出本书的范围，在下列文献中有详细讨论（Jiles 1998，O'Handley 2000，

Morrish 2001, Chikazumi 2009, Cullity 和 Graham 2009)。因此，本章只给出重要结论，并不列出详细解释。

考虑一个磁偶极子的基本部分，其磁矩与质量有关 [见式 (2.64)]

$$\mu = \frac{q\hbar}{m} = \gamma\hbar \quad (2.149)$$

由于原子核质量比电子质量重 2000 倍，所以实际上原子磁矩中可以忽略电子磁矩。此外，低能态的电子总是完全填充在低（内）能级层，它们总是成对磁化的，所以它们对磁性的净贡献为 0，它们对总磁矩平衡也不起作用。只有外层电子（或者费米能级附近电子）对磁矩有显著贡献。但外层电子也是成对磁化的，这种情况下净磁矩为 0，原子实际上没有被磁化。实验证明，与自旋磁矩相比，大多数材料在轨道上运动的磁矩可以被忽略（轨道角动量淬火效应）。

直观地，我们感觉磁偶极子单元在磁场中应当沿磁场方向。但是单元角动量（和磁矩）会以量子的方式改变方向，它们可以取的方向由 4 个量子数指定： $n$  为主量子数； $l$  是轨道量子数； $m_l$  为磁量子数； $m_s$  是自旋量子数。这些量子数只能取以下数值：

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, 4, \dots & (K, L, M, N, \dots) \\ l &= 0, 1, 2, 3, \dots, n-1 & (s, p, d, f, g, \dots) \\ m_l &= -l, -l+1, \dots, l-1, l \\ m_s &= -1/2, +1/2 \end{aligned} \quad (2.150)$$

根据泡利不相容原理，在一个给定的原子中，两个电子不能具有相同的 4 个量子数。如果主量子数为  $n$ ，角动量  $l$  有  $n$  个，轨道  $m$  有  $n^2$  个，电子有  $2n^2$  个（见图 2.89）。

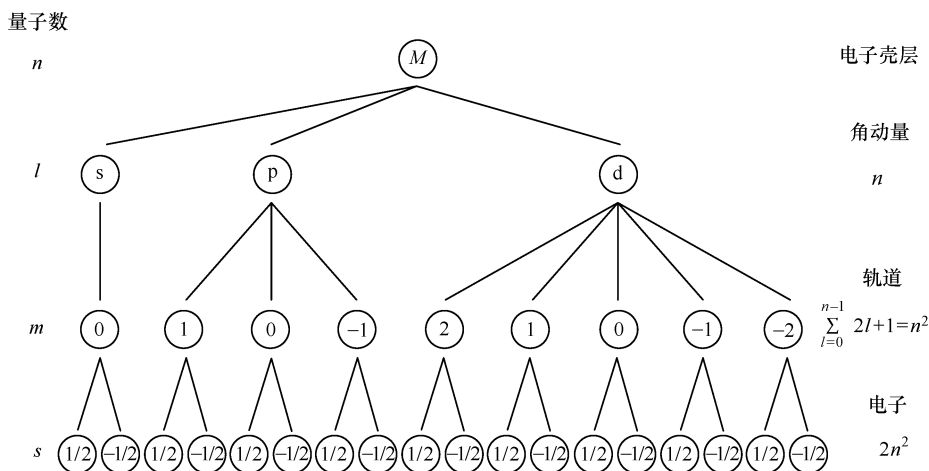


图 2.89 主量子数  $n=3$  时，电子的可能状态  
(Aft Chikazumi, 2009.)

此外，对于过渡单元，轨道不按规则填充（低能轨道未满足之前，高能轨道可以填充，见表 2.13）。这对过渡单元的磁性进行了补充。表 2.13 收集了 3d 过渡单元的数据。



表 2.13 3d 过渡单元的电子结构

|     |    |                | $K$ | $L$ |    |    | $M$ |    |    | $N$ |     |     | Ground<br>Terms |
|-----|----|----------------|-----|-----|----|----|-----|----|----|-----|-----|-----|-----------------|
|     |    |                | 2   | 8   |    |    | 18  |    |    | 32  |     |     |                 |
|     |    |                | 1s  | 2s  | 2p | 3s | 3p  | 3d | 4s |     |     |     |                 |
| $Z$ |    |                | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 10 | 2  | $L$ | $S$ | $J$ |                 |
| 21  | Sc | $3d^1 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 1  | 2  | 2   | 1/2 | 3/2 | $^2D_{3/2}$     |
| 22  | Ti | $3d^2 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 2  | 2  | 3   | 1   | 2   | $^3F_2$         |
| 23  | V  | $3d^3 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 3  | 2  | 3   | 3/2 | 3/2 | $^4F_{3/2}$     |
| 24  | Cr | $3d^5 4s^1$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 5  | 1  | 0   | 6/2 | 0   | $^7S_3$         |
| 25  | Mn | $3d^5 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 5  | 2  | 0   | 5/2 | 0   | $^6S_{5/2}$     |
| 26  | Fe | $3d^6 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 6  | 2  | 2   | 4/2 | 4   | $^5D_4$         |
| 27  | Co | $3d^7 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 7  | 2  | 3   | 3/2 | 9/2 | $^4F_{9/2}$     |
| 28  | Ni | $3d^8 4s^2$    | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 8  | 2  | 3   | 2/2 | 4   | $^3F_4$         |
| 29  | Cu | $3d^{10} 4s^1$ | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 10 | 1  | 0   | 1/2 | 0   | $^2S_0$         |
| 30  | Zn | $3d^{10} 4s^2$ | 2   | 2   | 6  | 2  | 6   | 10 | 2  | 0   | 0   | 0   | $^1S_0$         |

来源: Afte Chikazumi, 2009.

因此,只有在定态,角动量才和磁场方向相同。这种方法量子化后,角动量沿磁场  $H$  方向的投影必定是  $\hbar$  的倍数。在图 2.90a 中,列出了  $l=2$  ( $m = -2, -1, 0, 1, 2$ ) 角动量的可能状态,角动量的方向围绕  $H$  方向运动。轨道磁矩为

$$|\mu_l| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \mu_B \quad (2.151)$$

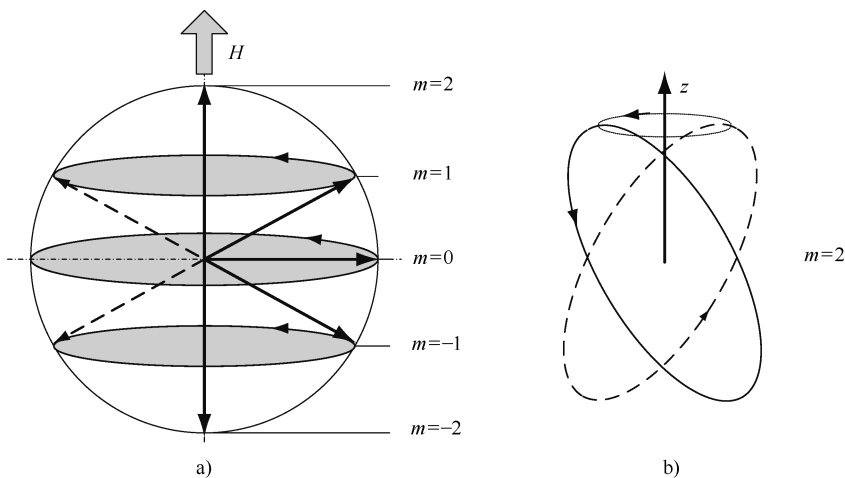
沿  $H$  方向投影为 (假设为  $z$  轴)

$$\mu_l^{(z)} = m_l \mu_B \quad (2.152)$$

磁场造成的运动频率的变化:

$$\omega_0 = \frac{2\mu_B}{\hbar} B = \gamma_e B \quad (2.153)$$

图 2.90 展示的是测定  $m_l = 2$  时电子进动的例子。

图 2.90  $m_l = 2$  时轨道角动量空间量子化和轨道形状模型

(After Chikazumi, 2009.)

考虑电子自旋方向后,情况是一样的。此时只可能有两个量子状态,相对磁场方向自旋向上和自旋向下(见图2.91)。自旋角动量值为

$$|\mu_s| = 2\sqrt{s(s+1)} \cdot \mu_B \quad (2.154)$$

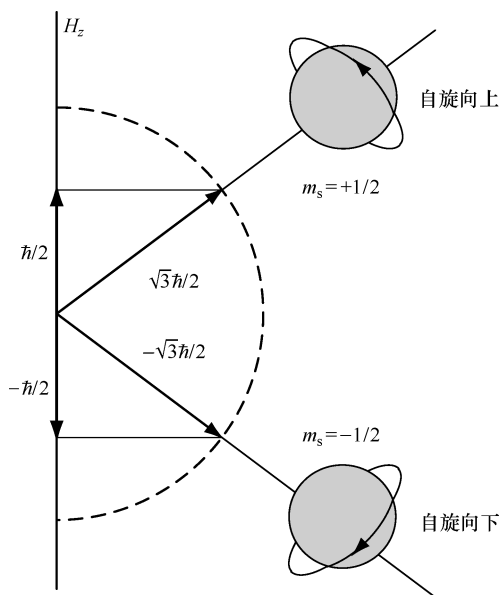


图 2.91 自旋角动量的空间取向量子化

沿  $z$  轴投影为

$$\mu_s^{(z)} = 2m_s \mu_B \quad (2.155)$$

$s$  为自旋角动量子数。 $s = \pm 1/2$ 。

在一个原子当中。角动量和磁矩可用原子量子数表示

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i \text{ 和 } \mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i \quad (2.156)$$

或者由轨道角动量矢量  $\mathbf{l}_i$  和自旋角动量矢量  $\mathbf{s}_i$  分别求和得

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i \text{ 和 } |\mathbf{L}| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar \quad (2.157)$$

$$\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i \text{ 和 } |\mathbf{S}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar \quad (2.158)$$

总角动量矢量  $\mathbf{J}$  计算一般比较复杂,可以表示成

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \text{ 和 } |\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \quad (2.159)$$

式中,  $\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i$ ,  $\mathbf{J}$  是总角动量矢量。

总角动量也是量子化的,沿  $z$  轴投影也是  $\hbar$  的倍数。图2.92描述了总角动量和自旋角动量的矢量叠加。注意到磁矩正比于  $\mathbf{L} + 2\mathbf{S}$ 。

$$\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{l}_i + \sum_i \mathbf{s}_i \text{ 或 } \mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i = \sum_i (\mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i) \quad (2.160)$$

第一种方法 (Russell-Saunders 耦合), 先计算总的  $\mathbf{L}$  和  $\mathbf{S}$  矢量, 然后将它们叠加。第二

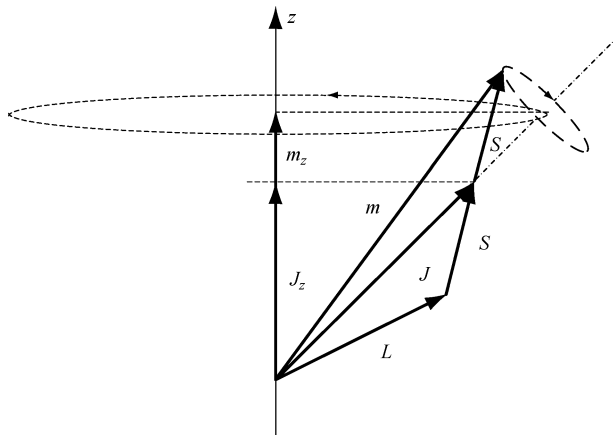


图 2.92 总角动量和自旋角动量的矢量叠加

(After Comstock, R. L. : Introduction to Magnetism and Magnetic Recording, 1999. Copyright Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. )

种方法 ( $j-j$  耦合), 先计算  $j_i$  分矢量, 然后将它们叠加。两种方式的结果是不同的, 因为我们不能假设矢量之间是不相关的。相关是自旋轨道耦合, 这在解释大部分磁现象中起重要作用。所以大多数情况下采用第一种方法 (推荐采用相对较小的自旋轨道耦合)。

表 2.13 给出了 3d 过渡元素的  $L$ 、 $S$ 、 $J$  量子数的值。表格还给出了包含  $L$ 、 $S$ 、 $J$  量子数的基本信息<sup>⊖</sup>。

从图 2.92 可以看出总角动量和总磁矩可能不共线。总磁矩为

$$|\mu_J| = -g\mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (2.161)$$

其中  $g$  为朗道提出的  $g$ -因子 (朗道因子), 表达式为

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.162)$$

$S=0$  时, 朗道因子  $g=1$ , 而  $L=0$  时,  $g=2$ 。

### 2.10.2 磁场和能带结构的态密度

在前面章节中, 得出材料中的磁场表现为磁矩。但是, 我们仍不知道为什么只有 3d 过渡金属 (铁、钴和镍) 容易被磁化, 表现出很大的磁导率。考虑到过渡金属的能带结构后, 这些问题可以部分地得到解释。铁磁性的能带理论是由 Stoner (1933) 和 Staten (1936) 提出的。

在金属中, 由于晶体晶格中原子之间非常靠近, 彼此之间耦合非常强。例如 1mg 铁中包含  $10^{19}$  个原子。这么紧密靠近的原子具有共同的电子, 它们之间有自由电子。耦合的结果是, 电子的能级分裂产生大量可能的能量。这是因为泡利不相容原理要求

⊖ 基项按照下列系统预留:  $^{2S+1}L_J$ , 这里  $L$  用光谱符号表示:  $L=0, 1, 2, 3, \dots$  对应字母 S, P, D, G, ...)

有额外能级，避免两个相同的电子具有相同的量子数。在图 2.93a 中，这种情况可以表示为两个原子之间距离的递减函数。

可以看到，小间距时（比如晶体情况），3d 和 4s 态有一个重叠的能带。如图 2.93b 所示的态密度曲线表明这个情况<sup>①</sup>。低于 3d 态能级可以忽略，因为它们已经填满了，所以磁矩为零。这样，3d 过渡金属的磁性取决于 3d 和 4s 两个能带。3d 能带密度要更大一些，因为 3d 能带有 10 个电子，而 4s 能带只有 2 个电子。

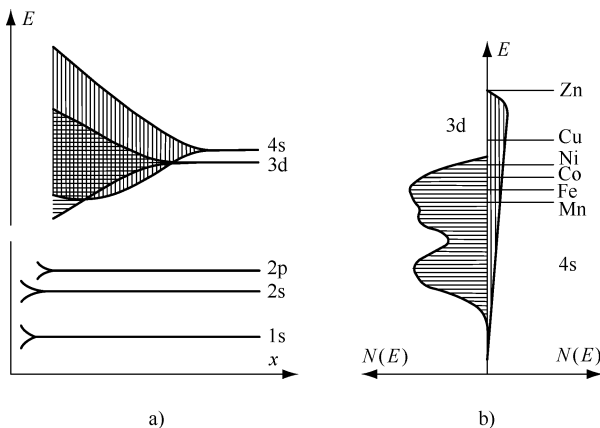


图 2.93 微小原子间距时能带的分裂和相应的态密度曲线  
(After Cullity, B. D. and Graham, C. D., introduction to  
Magnetic Materials 0 (2009) IEEK)

图 2.93b 显示的态密度已由数值和实验证实（例如如图 2.94<sup>②</sup>）。态密度曲线的实际形状要更复杂得多，尽管我们假

设图 2.93b 比较真实代表了 3d 过渡金属的情况。在以后的分析中，我们假设所用的过渡金属的态密度曲线形状是一样的。这可近似称为刚性能带模型。

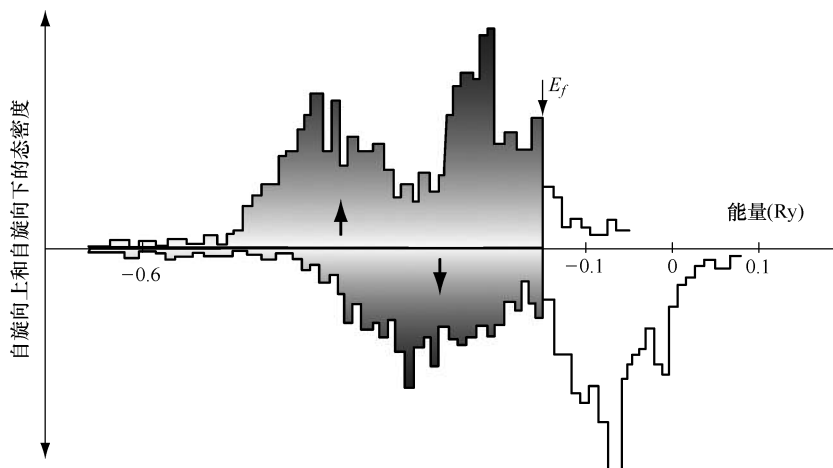


图 2.94 铁的态密度曲线模板

(After Wakoh, S. and Yamashita, J., J. Phys. Soc. Jpn., 21, 1712, 1966.)

- ① 态密度曲线代表能级  $E$  和态密度  $Z(E)$  之间的关系，态密度  $Z(E)$  表示样品中单位体积内的态数目。
- ② 在图 2.94 中，能量用 Ry 单位。Ry（由瑞典物理学家 Johannes Rydberg 提出的）是氢原子基态能量， $1\text{Ry} = 13.605\,6923\text{eV}$ 。

一般地, 很容易分别画出自旋向上和自旋向下态的态密度曲线。比较高的能级代表费米能级  $E_f$ 。图 2.95 是这种曲线的一个例子。

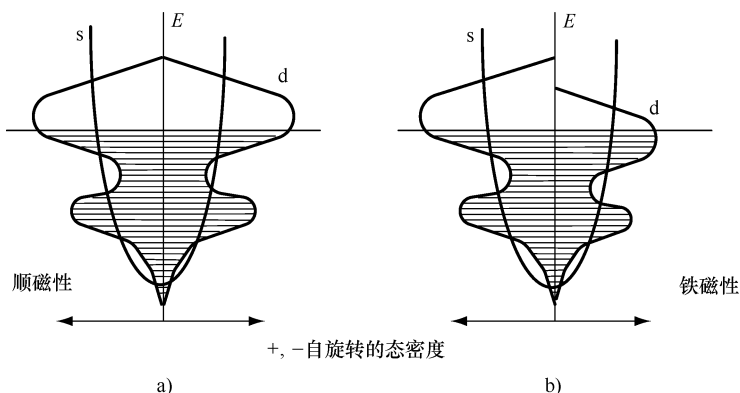


图 2.95 顺磁性 a) 和铁磁性 b) 的态密度曲线

从图 2.95 可以看出: 那些铁磁性元素 3d 能带是没有填充的 (也可以从图 2.101 看到)。例如铜 (和锌), 3d 能带是填满的, 所以它们是无磁性 (反磁性的)。另一方面, 锰和其他更轻的元素能量低于半个能带, 也是无磁性的 (顺磁性)。尽管它们的合金 FeMn (铁锰) 通常用作反磁性材料。

存在磁场时, 自旋 (平行于磁场) 和自旋反平行磁场的电子获得的能量不同。通过改变自旋方向, 电子很容易在这两个能带之间迁移。这导致能态和磁矩不平衡。但更重要的是, 在铁磁性材料中, 由于内部磁场, 如图 2.95 所示, 存在固定的两个旋转能态不平衡。

这种不平衡称为自发磁化, 导致铁磁性材料在磁场撤去后仍保持磁化。根据泡利不相容原理, 我们假设起初有 5 个自旋一样的电子, 这样, 如果每个原子的 3d 和 4s 上的电子个数为  $n$ , 每个原子 4s 上的电子个数为  $x$ , 3d 的电子个数为  $n - x$ 。则磁矩可由下面方程表示:  $g = [5 - (n - x - 5)]$ ,  $\mu_B = [10 - (n - x)]\mu_B$ 。这就得到简单规则 (Cullity 和 Graham 2009)

$$\mu = (10.6 - n)\mu_B \quad (2.163)$$

这个规则与实验数据符合得很好。从关系式 (2.163) 中, 我们可以得到, Fe、Co、Ni 的饱和磁化强度为 2.6 - 1.6 - 0.6 ( $\mu_B/\text{atom}$ ), 而测量值分别为: 2.22 - 1.72 - 0.6 ( $\mu_B/\text{atom}$ )。

能带理论能够解释为什么只有有限的金属是铁磁性的。而这些分析只作用于非常简单的刚性能带模型。图 2.96 给出了多个晶体结构或合金的态密度代表的例子。

### 2.10.3 弱磁性——反磁性和顺磁性

大多数物质呈现弱磁性。这意味着为磁化这类材料, 必须用非常大的磁场, 这些材料分为反磁性和顺磁性。由于磁化很小, 为表示材料的性能, 用磁化率  $\chi = M/H$  最方便 (对于铁磁性材料, 我们用磁导率  $\mu = B/H$ )。表 2.14 给出了典型的反磁性和顺磁性材料磁化率的值。

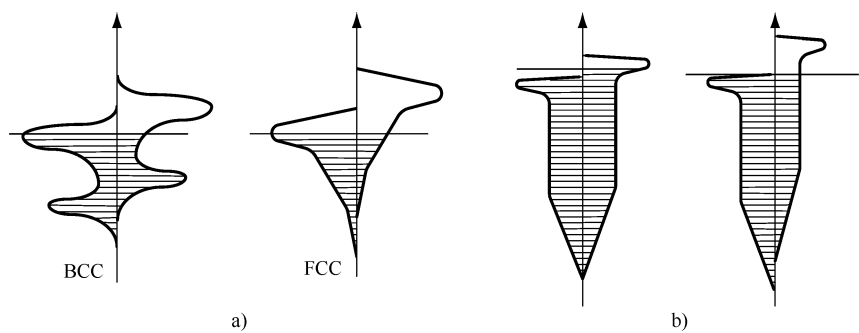


图 2.96 a) 晶体结构的态密度表示 b) 合金的态密度表示

实际上所有材料都有反磁性，非反磁性材料只是反磁性被其他强效应掩盖了。顺磁性材料内部磁场和外磁性相反（所以磁化率为负值）。如以前描述的那样，由于迈斯纳（Meissner）效应，超导体是典型的反磁性材料。

表 2.14 典型的反磁性和顺磁性材料磁化率的值

| 反磁性材料 |                       | 顺磁材料 |                       |
|-------|-----------------------|------|-----------------------|
| 材料    | $\chi \times 10^{-5}$ | 材料   | $\chi \times 10^{-5}$ |
| 乙醇    | -0.72                 | 氧气   | 0.19                  |
| 苯     | -0.77                 | 钠    | 0.72                  |
| 水     | -0.91                 | 镁    | 1.2                   |
| 铜     | -1.0                  | 铝    | 2.2                   |
| 氯化钠   | -1.4                  | 钨    | 6.8                   |
| 银     | -2.6                  | 铂    | 26                    |
| 金     | -3.5                  | 铀    | 40                    |
| 铋     | -16.6                 | 钽    | 300                   |
| 超导体   | -10 <sup>5</sup>      | 钛    | 729                   |

反磁性可由材料表示为零净磁矩（如所有的电子对）。像其他材料一样受外磁场的影响，不能形成有序的元偶极子。1905 年，朗之万解释了反磁性效应。在反磁性材料中，电动势来自元环路电流的感应（根据法拉第定律）。结果以电子速度为代价产生了一些循环电流。尽管磁通量变化感应出的是电动势，由于电流元环路中没有电阻，就会有新的电流存在。按楞次定律其效果与磁场方向相反。

可通过假设磁矩的微小变化来分析反磁性效应，由朗之万理论反磁性材料的磁化率为：

$$\chi = -\frac{N_A \mu_0 e^2 Z \langle r^2 \rangle}{6m_e} \tag{2.164}$$

其中， $N_A$ 为阿伏伽德罗常数（即每摩尔的原子个数）； $Z$ 为原子钟电子数目； $\langle r \rangle$  环路电流的平均半径。

顺磁性材料具有净磁矩，外磁场试图把所有的元偶极子转向符合这个磁场方向。如前面的讨论，总角动量  $\mathbf{J}$  和磁矩  $|\boldsymbol{\mu}_J| = -g\mu_B \sqrt{J(J+1)}$  是变化的。

有序的磁场能量会受热力学能量扰乱，这导致磁场的失序。在图 2.86 的例子中，磁矩有序排列时  $\mu_m \approx 10^{-23} \text{ Am}^2$ ，对应的磁场势能  $\mu_m B \approx 10^{-23} \text{ J}$  ( $B = 1 \text{ T}$ )。室温下的热能为  $k_B T \approx 400 \cdot 10^{-23} \text{ J}$  ( $k_B$  为波尔兹曼常数)。可以看到即使磁感应强度非常高，但热能也比磁场能高得多，这就是解释了为何反磁性材料磁化率非常小，反磁性效应非常弱。另外，也说明一些材料的反磁性效应非常依赖于温度。值得一提的是，当热能足够高——高于材料特定温度（居里温度）时，所有的铁磁性材料变成顺磁性。

有序和失序效应分析要考虑波尔兹曼统计，这里离子携带能量  $E_i$  的概率为

$$P_i = A e^{-E_i/k_B T} \quad (2.165)$$

式中， $A$  是常数。

由上述分析可得到描述顺磁性材料磁化强度的关系式

$$M = N_A g \mu_B J B_J(\alpha) \quad (2.166)$$

其中  $\alpha = \mu_m B / k_B T$ 。

在方程式 (2.166) 中， $B_J$  为布里渊函数（Brillouin function），如图 2.97 所示，可表示为

$$B_J(\alpha) = \left[ \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}\alpha\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{\alpha}{2J}\right) \right] = \frac{J+1}{3J}\alpha - \frac{[(J+1)^2 + J^2](J+1)}{90J^3}\alpha^3 + \dots \quad (2.167)$$

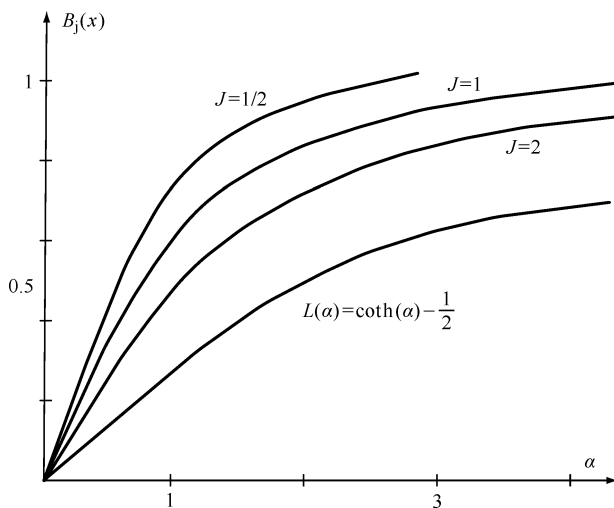


图 2.97 布里渊函数（和朗之万函数  $L(\alpha)$ ）

将式 (2.167) 泰勒展开只取第一项，可以得到下列描述顺磁性材料磁化率的关系式：

$$\chi \approx - \frac{N_A \mu_0 g^2 \mu_B J(J+1)}{3k_B T} \quad (2.168)$$

在朗之万引入的顺磁性经典理论中,磁化强度  $M$  表示为  $M = N_A \mu_m L(\alpha)$ , 其中  $L(\alpha)$  为朗之万函数,  $L(\alpha) = \coth \alpha - (1/\alpha) = (\alpha/3) - (\alpha^3/45) + \dots$ , 只考虑第一项  $\alpha/3$ , 磁化率的经典形式为

$$\chi \approx \frac{N_A \mu_0 \mu_m^2}{3 k_B T} \quad (2.169)$$

图 2.97 表示朗之万方程, 很明显, 经典形式是更一般的量子形式的特殊情况。

从式 (2.169), 可以得到居里定律的经典形式:

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.170)$$

式中,  $C$  是居里常数  $C = N_A \mu_0 \mu_m^2 / 3 k_B$ 。

居里研究了顺磁性材料对温度的依赖关系, 在 1895 年提出关系式 (2.170), 称为居里定律 (Curie 1895)。韦斯 (Weiss 1906) 后来推广了这个定律。Weiss 假设材料中除了磁场, 还存在一个额外的分子场  $H_\omega = \gamma M$ , 其中  $\gamma$  为分子场常数。把  $\chi = M/H$  代入  $H_{\text{tot}} = H + H_\omega$ , 得到  $M = CH/(T - C\gamma)$  或  $M = CH/T - \theta$ , 得到居里—韦斯 (Curie-Weiss) 定律

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.171)$$

温度  $\theta$  是铁磁性态转变为顺磁性的边界, 对于铁磁性材料,  $T_c$  称为居里温度。

居里—韦斯理论可以解释一些材料的磁现象, 包括镍和稀土金属。但很多金属中, 我们观测不到磁化率和温度的关系, 原因是在这些材料中存在自由电子, 磁化机制有一点不同, 可由顺磁性的泡利模型解释 (见图 2.98) (Pauli 1926)。

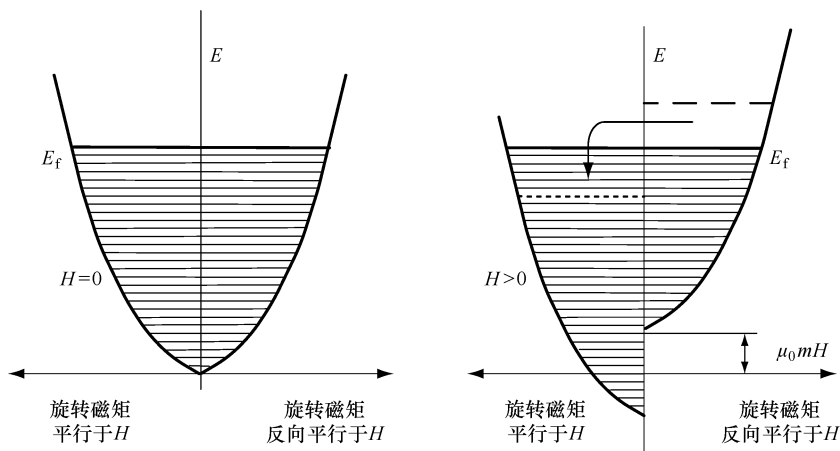


图 2.98 泡利顺磁性原理

① 假设  $\mu_m = g \mu_B \sqrt{J(J+1)}$  为量子形式, 符合经典的定律。



在泡利顺磁性机制中，外磁场撤去后，态密度曲线不变——材料没有自发磁化。在磁场中，反平行自旋的电子改变自旋方向，迁移到态密度曲线的第二部分。这导致能级的不平衡，因为两种自旋的费米能级应该一样，材料拥有磁矩  $2\mu_0\mu_B H$ ，如图 2.98 所示。此时磁化率由下列关系式描述 (Jiles 1998)：

$$\chi = \frac{3N_A\mu_0\mu_m^2}{2k_B T_f} \quad (2.172)$$

式中， $T_f$  为费米温度  $T_f = E_f/k_B$ 。

## 2.10.4 强磁性——铁磁性

铁磁性材料可以被相当弱的磁场磁化。与顺磁性材料 (具有大的温度干扰效应) 对比，铁磁性材料意味着内部存在“力”可克服热能。这是韦斯 (1906) 提出的铁磁性基本理论出发点。Weiss 假设在铁磁性材料中存在额外的分子场  $H_\omega = \gamma M$ ，其中  $\gamma$  为分子场常数。这个分子场导致铁磁性材料在外磁场撤去后保持磁化，这种现象就是自发磁化。

Weiss 假设引出问题：当材料消磁时分子场将会怎样？Weiss 也解决了这个问题。他假设，铁磁性材料由饱和磁化区域组成，这些小的区域称为“畴”。在消磁状态，这些畴以某种顺序排列使得内部磁场平衡。但材料已“准备就绪”磁化过程。意味着不必再克服热力学扰动，已经足够重组畴结构 (通过畴壁的运动和畴磁化方向的改变)。

尽管近期人们提出许多有关推广铁磁性效应的理论 (包括量子能和带理论)，有序排列不是内部磁场引起的，但 Weiss 的解释对铁磁性现象的理解，仍然惊人地有所帮助。甚至现在值得一提的是，对铁磁性仍还没有一个单一的理论解释。量子物理支持的经典 Weiss 理论能很好地解释，为什么在居里温度  $T_c$  时，铁磁体会变为顺磁体 (尽管这个理论不对所有材料成立，但对镍非常准确)。能带理论能很好解释为什么只有某些元素表现铁磁性。铁磁性的海森堡模型对解释有序原理 (“分子场”起源) 很有帮助。自旋波理论有助于分析居里温度附近的现象。畴理论可解释磁化过程等。

我们估计一下分子场  $H_\omega$  的近似值。在居里温度，场被热力学能替代，且  $\mu_m \cdot H_\omega = k_B \cdot T_c$ 。假设铁的居里温度为  $1024^\circ\text{C}$ ， $\mu_m$  等于 2.2 波尔磁子，可以得到场在  $5 \times 10^8 \text{ A/m}$  附近。很难想象这么强的磁场是如何产生的，因此目前假设由原子间交换相互作用产生了自发磁化 (静电学多于磁学)。

根据韦斯理论，可以确定自发磁化强度  $M_s$  随温度变化关系

$$M_s = M_{\max} B_j \left( \frac{\mu_m H_\omega}{k_B T} \right) = M_{\max} B_j \left( \frac{\mu_m \gamma M_s}{k_B T} \right) \quad (2.173)$$

其中  $B_j$  为布里渊函数。

方程 (2.173) 可以重写为下列形式：

$$M_s \frac{\mu_m \gamma}{k_B T} \cdot \frac{k_B T}{\mu_m \gamma} \cdot \frac{1}{M_{\max}} = B_j \left( \frac{\mu_m \gamma}{k_B T} M_s \right) \quad \text{或} \quad \frac{k_B T}{\mu_m \gamma} \cdot \frac{1}{M_{\max}} \cdot x = B_j(x) \quad (2.174)$$

式中， $x = \mu_m \gamma M_s / k_B T$ 。

因为在式 (2.174) 两边都有  $M_s$ ，可以画出确定温度  $T$  下的  $B_j(x)$  和  $(k_B T / \mu_m \gamma M_s)(x)$  曲线，然后用图解求解上述方程，两个曲线的交点可确定  $M_s$  值。如图 2.99

所示，虚线对应  $T = T_c$ ，温度大于  $T_c$  时（虚线的左边），两曲线没有交点  $M_s = 0$ 。

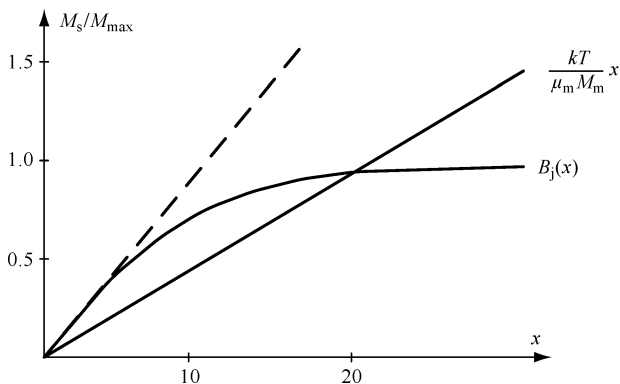


图 2.99 方程 (2.174) 的图解法

解出的磁化强度与温度关系如图 2.100 所示，由图中结果可得一些重要结论：

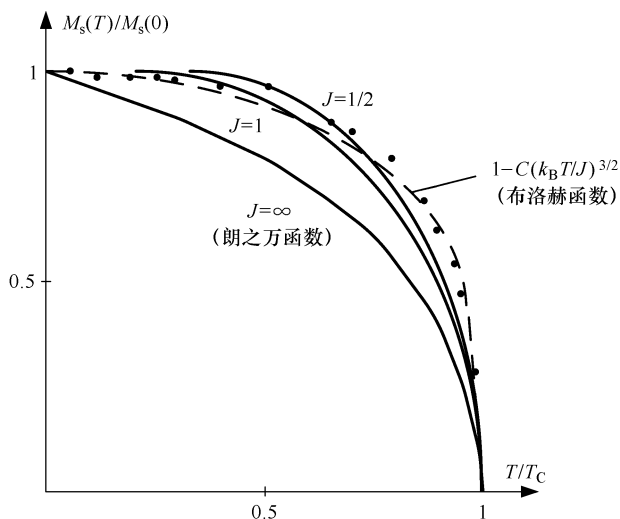


图 2.100 由实验结果得到的磁化强度之比和温度之比的关系

(After Springer Science + Business Media: [Ferromagnetismus, 1939, Becket, R. and Doring, W] .)

- 1) 实验结果与理论模型符合得很好 ( $J = 1/2$  时曲线) —— 仅在低温有所差别。
- 2) 布里渊函数表示的量子模型比朗之万函数更符合实验 ( $J = \infty$ )。
- 3)  $J = 1/2$  时布里渊函数相比  $J = 1$  时，与实验符合得更好。这意味着角动量对磁矩贡献很小，自旋磁矩对铁磁性起着主要作用。

如果磁性材料有规则的晶体点阵，则自旋以形成自旋波的方式进动，波长取决于格点常数。量子化后，这种集体激发可以用准粒子的磁振子表示。当自旋波受热能激发，自发磁化被减弱。通过自旋波分析，布洛赫 (Bloch) 确定了磁化强度和温度的关

系 (Bloch's law) (Bloch 1930)

$$M_s = M_{\max} \left[ 1 - C \left( \frac{k_B T}{J} \right)^{3/2} \right] \quad (2.175)$$

式中, 常数  $C$  取决于晶体结构 (单立方体  $C=0.1174$ , BCC  $C=0.0587$ , 面心立方晶体  $C=0.0294$ );  $J$  为交换的累积。在低温时, 式 (2.175) 比布里渊函数更符合实验数据, 如图 2.100 所示。

如前面的讨论, 原子结构中电子能带的不对称形成磁矩。图 2.101 给出主要铁磁性元素的能带结构。

铁磁性过渡金属部分填充了 3d 能带, 3d 能带有 10 个电子的位子。根据洪特 (Hund) 规则<sup>⊖</sup>, 电子在能量相等的轨道上, 电子尽可能自旋平行地多占不同的轨道 (不违反泡利不相容原理条件下)。所以如图 2.101 和图 2.102 所示, 铁磁性金属表现出更大的不对称性 (例如, 与铜和锌相比)。

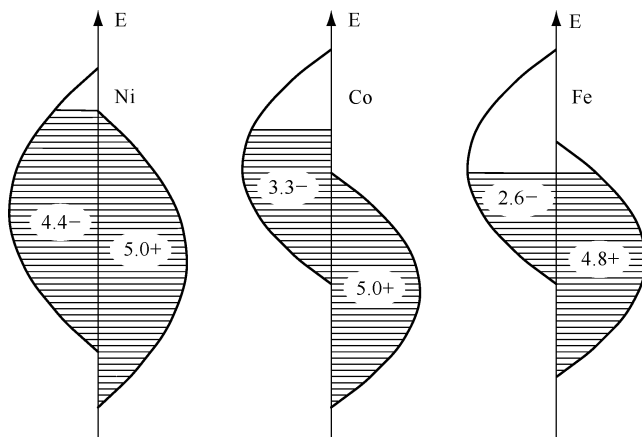


图 2.101 主要铁磁性元素的能带结构

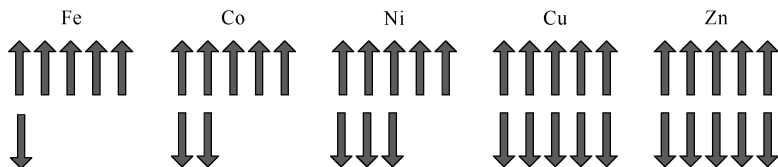


图 2.102 根据洪特优先规则的 3d 过渡金属自旋排列

表 2.15 给出了典型的铁磁性元素。Cullity 提出铁磁性存在的三点标准 (Cullity 和 Graham 2009):

- 1) 电子必须部分填充能带, 使得存在一些空置能带, 能让未配对的自旋电子

⊖ 洪特(Hund) 规则给出电子态的组织: (1) 自旋按总自旋  $S$  最大化分布。(2) 对于给定自旋分布, 总轨道角动量  $L$  也是最大化。(3) 当填充不到一半时,  $J=L-S$ , 当填充超过一半时,  $J=L+S$ 。

- 进入。
- 2) 能带密度必须足够高，使得自旋排列引起的能量增加很小。
  - 3) 原子间距适当，交换力促使原子的双-电子自旋与邻近原子的对齐。

表 2.15 主要铁磁性元素的特性参数表

| 物质   | $B_s/T$ (290K) | $B_s/T$ (0K) | $\mu_m$ ( $\mu_B$ ) | $\mu_{max}$ ( $\mu_0$ ) | $T_c/K$ |
|------|----------------|--------------|---------------------|-------------------------|---------|
| Fe 铁 | 2.14           | 2.18         | 2.22                | 5000                    | 1043    |
| Co 钴 | 1.81           | 1.82         | 1.72                | 250                     | 1388    |
| Ni 镍 | 0.61           | 0.64         | 0.61                | 600                     | 627     |
| Gd 钆 |                | 2.59         | 7.63                |                         | 292     |
| Dy 镝 |                | 3.67         | 10.2                |                         | 88      |

下面寻找 Weiss “分子场” 的起源。原子间距应被视为交换力的势源，事实上可以证明，邻近原子间和电子的交换力可以使自旋方向平行。  
交换能  $E_{ex}$  可以由海森堡哈密顿表示 (Heisenberg 1928)：

$$E_{ex} = -2J_{ex} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^z S_i S_j \tag{2.176}$$

式中  $J_{ex}$  为交换积分； $N$  为晶体中自旋数目； $z$  为邻近自旋数目； $i, j$  分别是晶格点的索引。

交换积分与原子间距的关系称为贝泰-斯莱特 (Bethe-Slater) 曲线，如图 2.103 所示。可以证明，某些情况下邻近原子的交换能  $J > 0$ ，自旋平行排列占主导（这种情形下，系统能量比反平行排列小）。当  $J < 0$ ，自旋反平行排列是主要的。

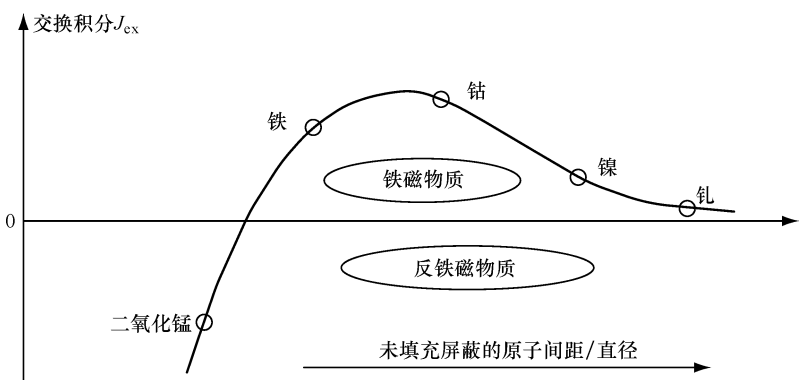


图 2.103 贝泰—斯莱特曲线

2.10.5 混合磁性——反铁磁性和亚铁磁性

在顺磁性材料中，磁矩分布是混乱的，而在铁磁性材料中，磁矩是平行有序排列的（见图 2.104）。还存在具有复杂排列的材料——反平行排列的反铁磁性材料（见图 2.104），以及也是反平行排列，但磁性未完全抵消的亚铁磁性材料（见图 2.104）。

贝泰-斯莱特曲线表明，某些元素中存在自旋反平行排列——如锰和铬，尽管这两

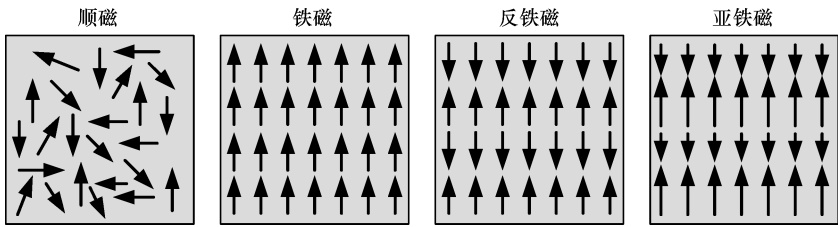


图 2.104 顺磁、铁磁、反铁磁和亚铁磁材料的磁矩排列

种元素正常情况下是顺磁性，但低于奈耳温度温度  $T_N$ （分别为 100K 和 308K），它们表现出一些反铁磁性。反铁磁性来源于过渡金属的氧化物，室温下具有反铁磁性的锰化合物常被应用。自然界中，如赤铁矿  $Fe_2O_3$  的矿石表现反铁磁性。表 2.16 收集了一些主要反铁磁性材料的数据。

表 2.16 主要反铁磁性材料性能

| 物 质             | $T_N/K$ | $\theta/K$ |
|-----------------|---------|------------|
| 氧化锰 MnO         | 122     | 610        |
| 氧化亚铁 FeO        | 198     | 570        |
| 氧化镍 NiO         | 523     | 3000       |
| 锰铁合金 FeMn       | 423     |            |
| 镍锰合金 NiMn       | 720     |            |
| 三氧化二铁 $Fe_2O_3$ | 950     | 2000       |

反铁磁性材料和顺磁性材料有相似特征——它们都具有低磁化率（随温度的变化），且在适度的外部磁场中，只表现出很低的磁化强度。但利用对磁矩非常敏感的中子衍射方法，可以发现这些材料具有高度有序的磁性结构。因此，一个小的磁化强度不会引起磁矩失序，而只引起磁矩翻转——存在自发磁化，但反平行的磁矩互相抵消。

自旋的反平行排列可以解释为晶体结构中铁磁性原子间距很大，因为在过渡金属氧化物中，金属阳离子被氧阴离子分割开。这样，原子间的相互耦合太弱不能形成平行排列。此外，存在一种通过氧原子的特殊耦合（称为超级交换），强制形成反平行排列。在理解反铁磁性现象时，有一个启发性模型很有帮助，假设反铁磁性材料由两个自旋方向相反的铁磁性点阵组成。实际上，如图 2.105 所示的氧化锰的晶体结构中，可以利用平行磁化粒子把邻近平面区分开。

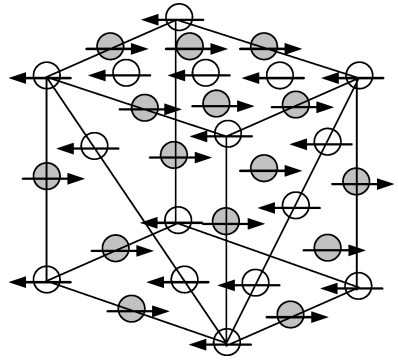


图 2.105 氧化锰晶体结构的粒子排列

图 2.106 给出了典型的反铁磁性材料磁化率与温度关系。在温度  $T_N$  以下磁化率随温度而增加，高于温度  $T_N$  材料变成了顺磁性。如果观察磁化率倒数与温度的关系，容易发现反铁磁性材料可以由居里-韦斯模型描述，如果

$$\chi = \frac{C}{T - (-\theta)} = \frac{C}{T + \theta} \quad (2.177)$$

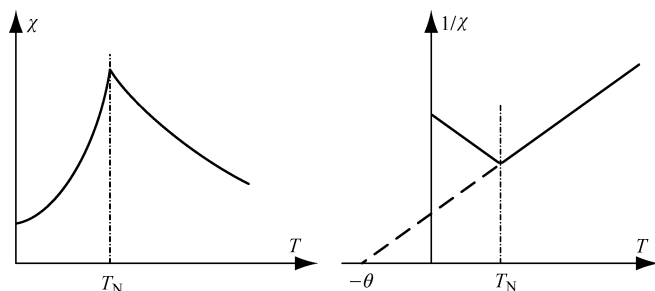


图 2.106 一种典型反铁磁性材料磁化率  $\chi$  (和磁化率倒数  $1/\chi$ ) 与温度关系

如果我们假设高于温度  $T_N$  时，两个子晶格  $H_\omega^A = -\gamma M_B$  和  $H_\omega^B = -\gamma M_A$  中都存在分子场 ( $C'$  为居里常数)，两个子晶格的磁化强度为  $M_A = C'(H - \gamma M_B)/T$  和  $M_B = C'(H - \gamma M_A)/T$ 。因为总磁化强度为  $M = M_A + M_B$ ，可得到

$$M = \frac{2C'H}{1 + C'\gamma} \quad (2.178)$$

和

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{2C'}{T + C'\gamma} = \frac{C}{T + \theta} \quad (2.179)$$

确定低于温度  $T_N$  时的磁化强度，最好的方法是利用布里渊函数和图解法 (见图 2.99)，完成这些运算后，可到图 2.107 描述的磁化强度与温度的关系。由图中看到，虽然两个子晶格都表现自发磁化，但净磁化为零。

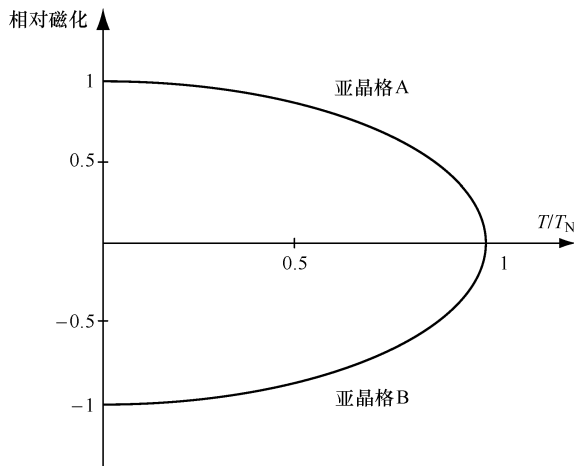


图 2.107 低于温度  $T_N$  时两个子晶格的自发磁化

1932 年 Neel 提出反铁磁性效应理论, 1949 年 Shull 和 Smart 通过中子衍射实验证实。这个现象依旧是一个科学谜团, 至今还没有重大的技术应用。1957 年, Meiklejohn 和 Bean 提出使用反铁磁材料的交换偏置 (Meiklejohn 和 Bean 1957, Nogués 和 Schuller 1999, Kiwi 2001)。1994 年, Dieny 提出一种称为 SV 的新型巨磁阻 (GMR) 结构, 这类交换是新一代 Dieny 传感器的基础。最近反铁磁薄膜, 如 FeMn 或 NiO 一般用在偏置薄膜磁阻传感器上。图 2.108 给出了 FeMn 反铁磁性层偏置后, 坡莫合金的磁滞回线。

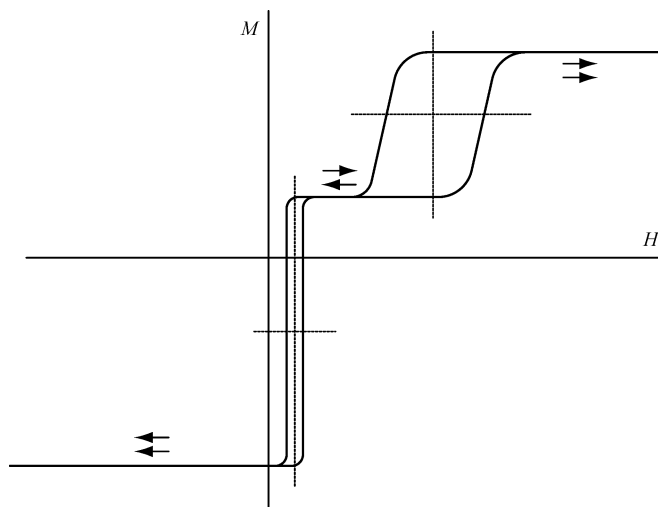


图 2.108 应用 FeMn 反铁磁性层后, 巨磁阻 (GMR) 传感器获得的反铁磁性状态  
(From Tumanski, 2000)

值得注意的是反铁磁性状态薄膜 GMR 传感器可以人工制作, 通过两个非常薄的导电层分隔的铁磁性薄膜耦合而成 (见图 2.109)。这种耦合称为 RKKY 相互作用——由 Ruderman, Kittel, Kasuya 和 Yosida 最初提出。

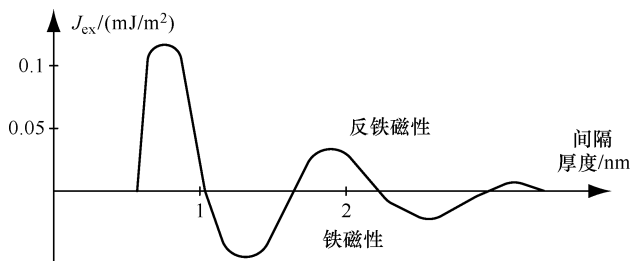


图 2.109 通过原子耦合的巨磁阻 (GMR) 传感器反铁磁性状态  
(来自 Tumanski, 2000)

亚铁磁性现象可以看作反铁磁性的一种特殊情况——当两个子晶格具有不同的自发磁场, 且净磁矩不为零 (因为只有部分抵消)。亚铁磁性经常出现于铁氧体, 因为大部分铁氧体都是铁磁性材料。但其他材料也表现铁磁性, 如稀土过渡金属合金。自然

界中的磁铁矿  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ，也叫天然磁石，是亚铁磁性的。

铁氧体在很多技术领域有很广泛的应用。其主要存在于两种结构——立方体（具有一般形态的  $\text{MO Fe}_2\text{O}_3$ ，其中 MO 为二价金属离子，如 Mn, Ni, Fe, Co, Mg 等）和六边形（用作永磁体的钡和锶）。铁氧体最大优点是它们电学上接近绝缘体，因此可用在高频条件下，而不会产生涡流电流（虽然比铁磁性材料磁性弱）。 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  伽马离子氧化物一般用作磁性记录介质。

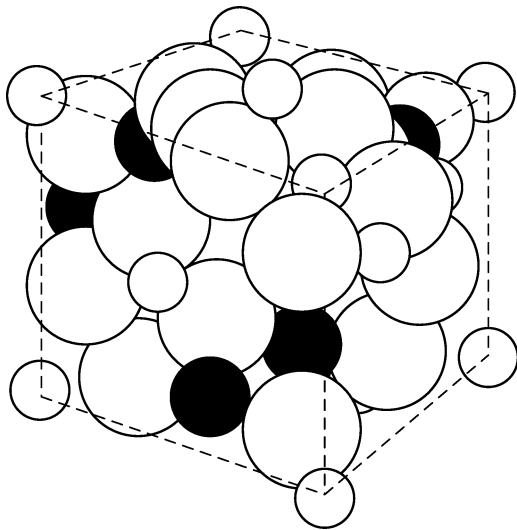


图 2.110 尖晶石晶体的一个例子

亚铁磁性材料具有相当复杂的晶体结构。立方体的铁氧体有时称为尖晶石（或亚铁尖晶石），因为其晶体结构类似于自然界的尖晶石矿物—— $\text{MgO Al}_2\text{O}_3$ 。一个尖晶石元胞包含 58 个离子。图 2.110 为尖晶石晶体的一个例子。

亚铁磁材料特点介于反铁磁性和铁磁性材料之间。图 2.111 描述了亚铁磁体和铁磁体对温度依赖关系的对比。

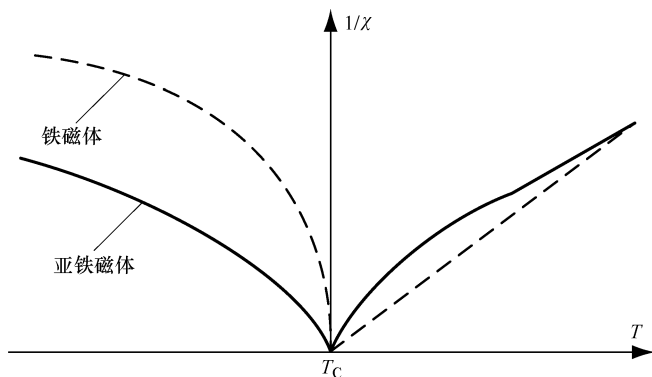


图 2.111 亚铁磁材料对温度依赖关系（对比铁磁材料对温度依赖关系）

在亚铁磁材料中，磁导率和居里温度都依赖两个子晶格的性能（例如居里温度  $C_A$  和  $C_B$ ）和晶格之间的耦合常数  $\alpha$  (Jites 1998)：

$$\chi = \frac{(C_A + C_B)T - 2\alpha C_A C_B}{T^2 - \alpha^2 C_A C_B} \quad \text{和} \quad T_C = \alpha \sqrt{C_A C_B} \quad (2.180)$$

由于两个不同成分曲线不能完全抵消，饱和磁化强度与温度的关系变得非常独特。图 2.112 给了三个例子，从图 2.112c 可以看出：对特定温度两部分有可能互相抵消。



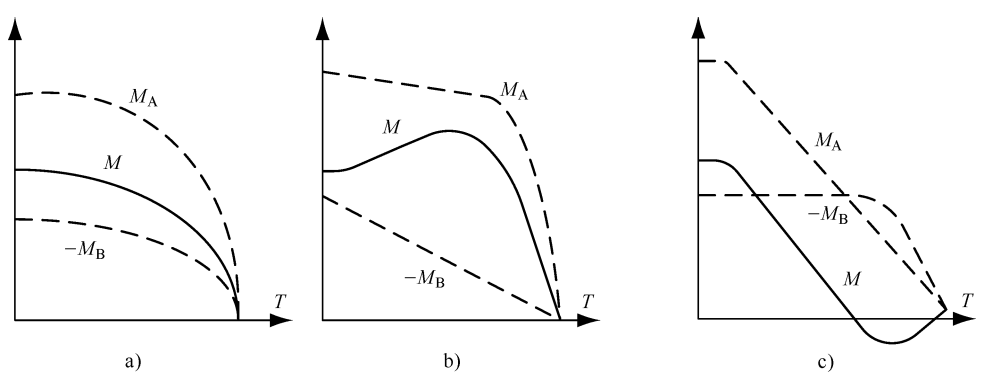


图 2.112 饱和磁化强度与温度关系的三个例子（低于  $T_c$  温度）

其他亚铁磁材料——主要是稀土成分的石榴石，有很广泛的应用。以钇铁石榴石  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$  为例，也称为 YIG。由于电阻很高（免除涡流电流），可以用在微波频率范围。还用于磁光设备中作为激光器、法拉第效应的转子和磁光成像工具等。表 2.17 给出了主要亚铁材料的性能。

表 2.17 主要亚铁材料的性能

| 物 质                   | $B_s/T$ | $T_c/K$ | $\mu_p (\mu_0)$ |
|-----------------------|---------|---------|-----------------|
| $MnFe_2O_4$           | 0.5     | 573     | 250             |
| $FeFe_2O_4$           | 0.6     | 858     | 70              |
| $NiFe_2O_4$           | 0.34    | 858     | 10              |
| $BaOFe_2O_3$          | 0.38    | 723     |                 |
| $Y_3Fe_5O_{12}$ （石榴石） | 0.18    | 523     |                 |

2.10.6 非晶和纳米晶材料

非晶和纳米晶材料晶体结构是影响材料磁性关键要素的假设是不成立的。这些材料可以从熔融状态迅速冷却（快速凝固技术），没有时间来启动晶体的形成过程。然而却有优异的磁性能，包括软磁材料以及硬磁材料。非晶磁性也称为金属玻璃。

非晶材料的典型成分是  $(Fe, Co, Ni)_{70-85} (Si, B)_{15-30}$ ——例如金属玻璃 Fe 40 – Ni 38 – Mo 4 – B 18。在金属玻璃中，加入非金属原子（硼，硅）是必要的，有助于玻璃结构的形成和保证稳定的玻璃态。在非晶材料中，没有原子规则地分布（晶体结构是重复的）超过 100 ~ 200nm 的长程典型排列。但在非晶材料中，存在称为无规则密堆积的短程排列，这保证原子间按照铁磁性的海森堡模型耦合。

图 2.113 是非晶结构的一个例子。铁磁性原子随机分布，但被“冻结”在彼此靠近位置。非晶材料的物理性质非常复杂（参考 O’Handley 1987），但有个意外的结论看来是可靠的——晶体结构有助于铁磁性，但晶体排列并不是必要条件，原子间适当的距离和邻近原子交换耦合更为重要。

非晶材料演变为纳米材料时，出现了令人意外的效应。之前假设是晶粒尺寸应该

尽可能大，以便为降低矫顽力—— $1/D$  规则（Mager 1952）。这就是为什么晶粒取向电工钢片中晶粒甚至超过 10mm，还假设退火和结晶化会破坏非晶材料。但非晶材料的可控退火（饱和铜避免晶粒过度成长）能改善材料性能。此外，小晶粒范围的矫顽力取决于  $D^6$ （见图 2.114）。提供小于 100nm（长程排列的尺寸）的晶粒，嵌入到非晶母体中，可获得非常小的矫顽力。

相比非晶体，纳米材料对温度更稳定，含有较少的硼（非晶体 25% ~ 30%<sup>①</sup>，纳米晶 3% ~ 10%）。基于像 Fe/Si 较便宜的材料，具有较低的磁弹性。表 2.115 展示了纳米材料技术的概念。

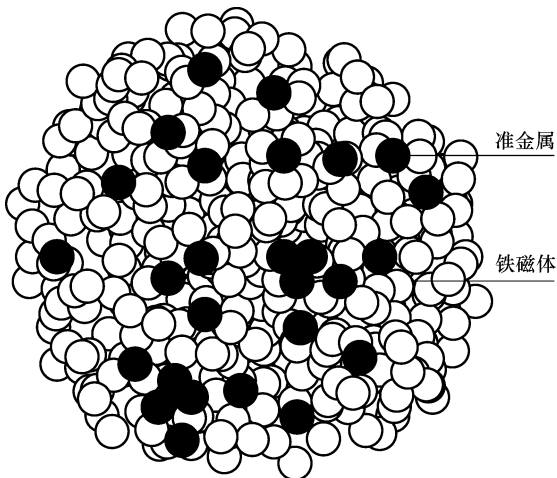


图 2.113 非晶材料结构的例子

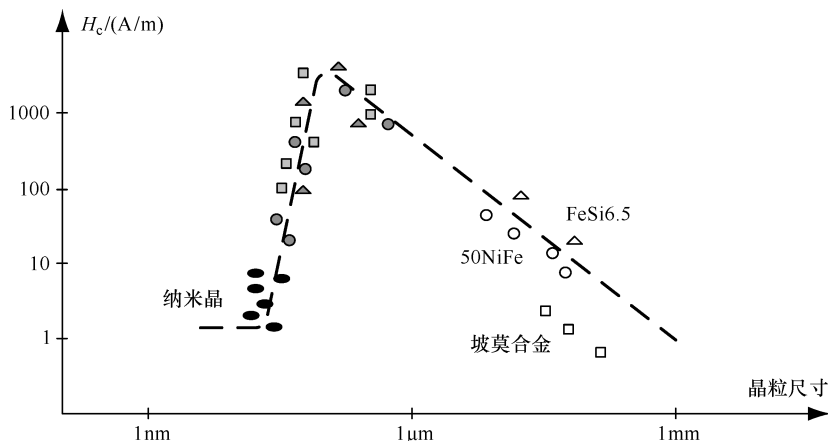


图 2.114 矫顽性与晶粒大小的关系

（来自 Herzer G., Nanocrystalline soft magnetic alloys in Handbook of Magnetic Materials, Vol. 10, Elsevier, 1997.）

非晶和纳米材料具有类似的性能。有很大的电阻系数（ $\rho \approx 100 \sim 200 \mu\Omega\text{cm}$ ，而 SiFe 铁心硅钢  $\rho \approx 40 \sim 50 \mu\Omega\text{cm}$ ），可降低涡流电流，有低的矫顽性，在高频范围有应用的可能性。在晶粒边界和凝结物中没有微观结构的不连续性。有非常高的磁导率 50000 ~ 150000，而 SiFe 铁心硅钢最大磁导率 40000 左右。由于矫顽性很小，损耗也非

① 硼对于玻璃结构形成是必要的,但是很昂贵,会降低饱和磁化强度。

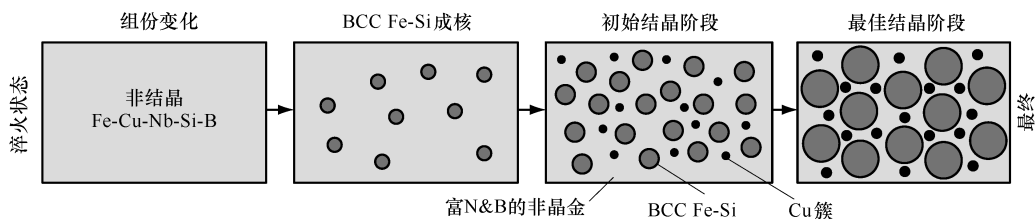


图 2.115 可控退火时，纳米结构的形成

(From Herzer G., Nanocrystalline soft magnetic alloys in Handbook of Magnetic Materials, Vol. i0, Elsevier, 1997.)

常小 (0.2W/kg 而 SiFe 0.8W/kg)。存在两个主要缺点：较低的饱和磁感应强度 (0.5 ~ 1.5T 相比 SiFe 铁心硅钢 2.03 T) 和较高的价格。

引入非晶和纳米线性材料后，它们很快征服了市场，很受期待和竞争力的材料也有所改良。最近，非晶和纳米线性材料主要用在特殊目的应用中，尽管也用在变压器上（特别是在美国）。

### 2.10.7 磁畴和畴壁

1907 年，韦斯 (Weiss) 预言铁磁畴的存在，解释为什么铁磁性材料尽管有大的“分子场”，却能退磁化。他假设材料可以分成很多小区域称为畴，每一个畴都饱和磁化。在退磁状态，这些畴以净磁化强度为零的方式排列。

韦斯的畴模型目前依旧有效。1935 年，Landau 和 Lifshitz 数学上证明了材料分为畴，因为这样的结构能确保能量最低 (Landau 和 Lifshitz 1935)。他们得到由几个畴组成的净磁化强度为零的封闭模型，如图 2.116b 所示。另外 (见图 2.116a)，Kittel 讨论了开放结构 (1949)，也证明了大的畴分裂为窄带使得自由能最低。图 2.116 展示了一些实验上可探测的材料畴结构 (Shiling 和 Houze 1974, Hubert 和 Schäfer 1998)。

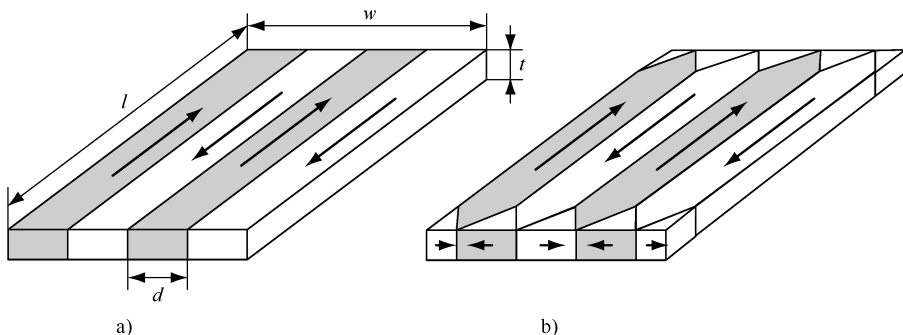


图 2.116 畴结构的两个例子

下面分析一个铁磁性样本的总自由能。考虑以下部分：交换能  $E_{\text{ex}}$ ——磁矩之间的交换相互作用，磁晶能  $E_{\text{k}}$ ——晶体各向异性，静磁能  $E_{\text{ms}}$ ——与退磁化场有关，磁致弹性能——磁致伸缩效应，势能 (Zeeman 能)——应用场存在时畴的能量，以及畴壁能  $E_{\text{w}}$ ，因此

$$E = E_{\text{ex}} + E_{\text{k}} + E_{\text{ms}} + E_{\text{A}} + E_{\text{H}} + E_{\text{w}} \quad (2.181)$$

由铁磁性的海森堡模型, 交换能  $E_{\text{ex}}$  表示为

$$E_{\text{ex}} = -2JS^2 \cos \varphi = -2A \cos \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \quad (2.182)$$

式中,  $\varphi$  是磁化强度的方向;  $A$  是交换劲度 ( $A = nJS^2/a$ );  $n$  每单位晶胞的原子数目;  $a$  晶格参数。

磁晶体能取决于各向异性系数  $K_1$ 、 $K_2$ , 对于单轴各向异性晶体

$$E_{\text{kl}} = K_1 \sin^2 \varphi + \dots \quad (2.183)$$

对于 (100) 平面磁化的各向异性立方晶体

$$E_{\text{kc}} = K_1 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \dots \quad (2.184)$$

样本在自身退磁化场中, 静磁能为

$$E_{\text{ms}} = \frac{\mu_0}{2} N_d M^2 \quad (2.185)$$

磁致弹性能取决于晶格应变  $e_{ij}$ , 磁致弹性系数  $\lambda$  (或常数  $B_1$ 、 $B_2$ ), 对于压力  $\sigma$  下的各向同性材料, 为

$$E_{\lambda 1} \approx \sim B_1 e_{33} \sin^2 \theta = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta \quad (2.186)^\ominus$$

势能为

$$E_{\text{H}} = -MB \quad (2.187)$$

两个畴边界局部磁化的方向逐步改变超过称为 DW 特定距离。图 2.117a (也可见图 2.8) 为一个典型 DW 的例子 (畴壁)。

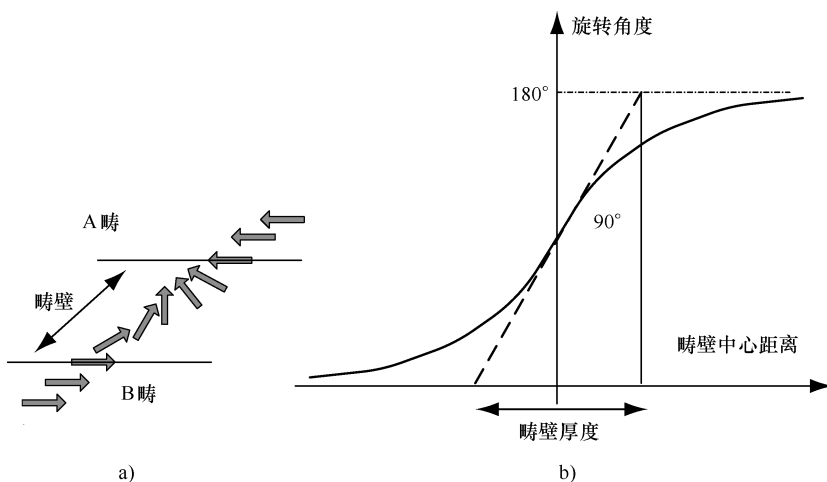


图 2.117 180°布洛赫畴壁磁化方向的改变

⊖ 对与立方各向异性, 此能量  $E_{\lambda 2} = B_1 [e_{11}(\alpha_1^2 - 1/3) + e_{22}(\alpha_2^2 - 1/3) + e_{33}(\alpha_3^2 - 1/3) + B_2 (e_{12}\alpha_1\alpha_2 + e_{23}\alpha_2\alpha_3 + e_{31}\alpha_3\alpha_1) + \dots$

考虑到  $\cos\varphi = 1 - \varphi^2/2$ ，方程式 (2.182) 可简化，各向异性交换能为

$$E_{\text{ex}} = A \left( \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 \quad (2.188)$$

畴壁能可由交换能和磁晶体能确定：

$$E_{\text{w}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{k}} = K_1 \sin^2\varphi + A \left( \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 \quad (2.189)$$

根据最小磁畴壁能条件，可得到下面关系（Cullity 和 Graham 2009）

$$x = \sqrt{\frac{A}{K_1}} \ln \left( \tan \frac{\varphi}{2} \right) \quad (2.190)$$

图 2.117b 表示了上述关系，磁畴壁中间处  $\varphi = f(x)$  斜率最大  $\varphi = 90^\circ$ 。180° 的布洛赫（Bloch）磁畴壁厚度为

$$t_{\text{dw}} = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (2.191)$$

磁畴壁能密度  $e = E/V$ （ $V$  体积）为

$$e_{\text{w}} = 4 \sqrt{AK_1} \quad (2.192)$$

与分析 90° 磁畴壁（磁化强度方向旋转 90° 磁畴间的壁——图 2.116b）类似，给出结果  $t_{\text{dw}}^{90} = 1/2 t_{\text{dw}}$ （Cullity 和 Graham 2009）。布洛赫畴壁（Bloch DW）厚度取决于各向异性常数和交换能。如果铁的典型值为  $K_1 = 5 \times 10^3 \text{ J/m}^3$  和  $A = 10^{-11} \text{ J/m}$ ，可得到壁厚度为 140nm 左右。对于更高的晶体各向异性，如磁性材料，这个厚度甚至小到 10nm。

除了布洛赫畴壁，还存在其他类型的磁畴壁——例如，在低于临界厚度的薄膜中，奈耳畴壁出现在磁化强度旋转矢量的膜平面上。

让我们考虑如图 2.116 呈现的开放畴结构。这样结构的磁能被估计为（Chikazumi 2009）

$$f_{\text{ms}} = 1.08 \times 10^5 M_{\text{s}}^2 d \quad (2.193)$$

畴壁能量为

$$f_{\text{w}} = \frac{e_{\text{w}} l}{d} \quad (2.194)$$

图 2.118a 介绍了两个能量，可以看到，通过找到一个最低的总能量  $\partial(f_{\text{ms}} + f_{\text{w}})/\partial d = 0$ ，我们可以估算一个最佳宽度的壁，这宽度是（Chikazumi 2009）

$$d = 3 \times 10^{-3} \frac{\sqrt{e_{\text{w}} l}}{M_{\text{s}}} \quad (2.195)$$

铁的典型参数： $e_{\text{w}} = 1.6 \text{ mJ/m}^2$ ， $M_{\text{s}} = 1 \text{ T}$ ， $l = 5 \text{ mm}$ ，可以得到  $d = 8.5 \mu\text{m}$ 。

结构能量是（Chikazumi 2009）

$$f = 650 M_{\text{s}} \sqrt{e_{\text{w}} l} \quad (2.196)$$

对于上面相同的参数，可得  $f = 1.8 \text{ J/m}^2$ 。如果它是一个单畴，那么能量用  $f_{\text{sd}} = M_{\text{s}}^2 l / 2\mu_0$  来描述，对于相同的参数，可获得  $f_{\text{sd}} = 0.2 \times 10^4 \text{ J/m}^2$ 。因此，通过分裂成更小的畴结构，就得到比总能量降低超过 1000 倍。

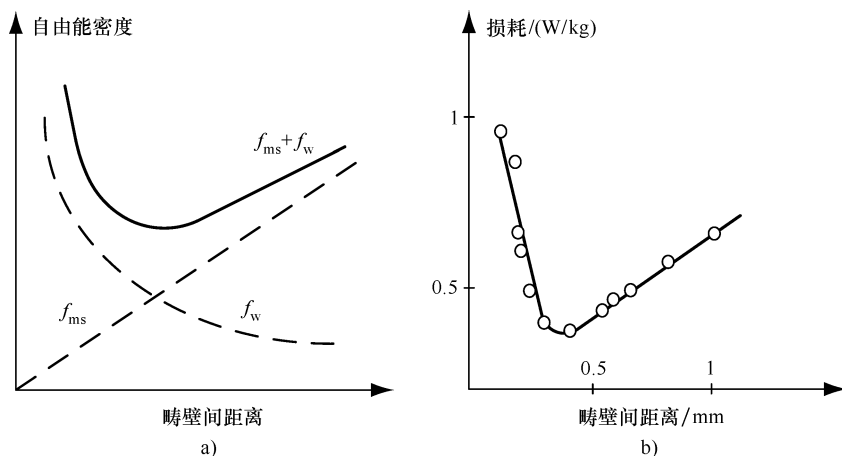


图 2.118 畴壁能量 a) 和特定的功率损耗 b) 对比于畴宽度  $d$   
(After O'Handley, R. C., Modern Magnetic Materials, John Wiley & Sons, Inc., 2000;  
Nozawa et al., 1996.)

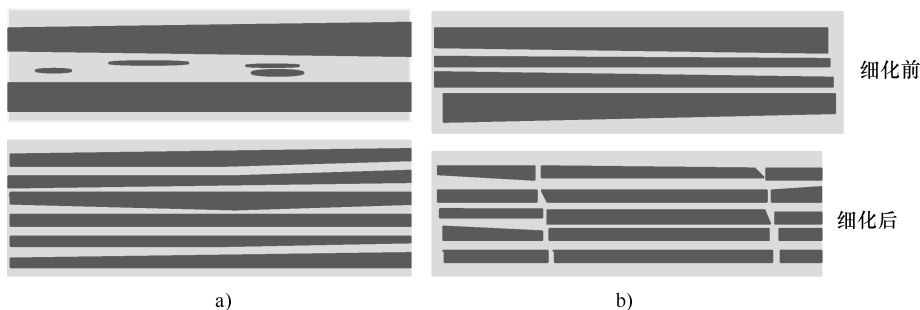


图 2.119 致使电工钢磁畴细化图 a) 由于额外的拉应力 b) 激光切片

可以看到，畴壁间距取决于畴的长度。众所周知，由于涡流损耗，硅钢损耗强烈依赖于畴的宽度，如图 2.118b 所示。因此，通过磁畴细化从而改善电工钢的质量 (Nozawa 等人 1996 年)，出现了许多技术发明。例如，如图 2.119 所示，电工钢（通过特殊涂层）额外的拉应力往往使畴分裂成更窄的畴。用于晶粒取向钢的另一个技术是表面由激光切片制备（见图 2.119b）。

上面给出的是理想化情况下单晶体的理论。在多晶体材料中，畴结构很大程度上取决于晶粒结构。每个局部各向异性轴的偏差导致畴图片的重大改变。如果两个颗粒有相同的晶体取向，畴和畴壁可以穿过颗粒边界。但是通常颗粒边界、缺陷和微沉淀作为核的新畴。图 2.120 给出的硅铁钢样本的经典畴结构图像。

正如 2.4.2 节所描述的过程，主要通过改变畴结构实现了磁化。起初，畴壁运动以致畴与磁化方向恰好以他们的邻居为代价增加。对于非常小的磁场变化，这个过程是可逆的。对于更高值的磁场，运动变得不可逆，因此畴结构（畴壁数量及其排列）是一个影响矫顽力的关键因素。畴壁运动是磁弹性的主要原因。

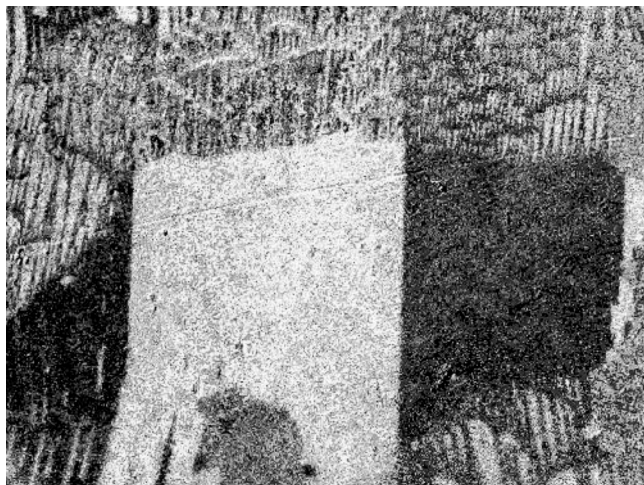


图 2.120 典型的畴结构例子（颗粒内部可见的黑暗与光明区域，颗粒外部复杂筹结构）

虽然由于杂质的存在，畴产生的过程是随机的，但在磁化分布很小的区域中，仍有很多有数值计算方法。1963 年布朗介绍了其中一个这样的方法。布朗方程描述的稳定性条件确切地阐述如下

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0 \quad (2.197)$$

式中， $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  由外部退磁磁场  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  确定； $\mathbf{H}_{\text{d}}$  是退磁磁场； $f_{\text{an}}$  是各向异性能量密度，如下（Bertotti 1998）

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{d}} + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \Delta^2 \mathbf{m} - \frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial f_{\text{an}}}{\partial \mathbf{m}} \quad (2.198)$$

图 2.121 给出的一个微磁学计算结果例子，确定了薄膜核磁共振传感器层。

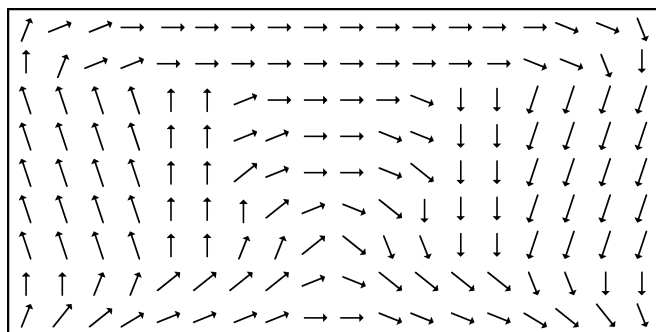


图 2.121 薄板平面的计算磁场分布例子

(After Zheng, Y. and Zhu, J. G., IEEE Trans. Magn., 32, 4237, 1996.)



## 2.11 磁滞

### 2.11.1 磁化过程

从完全退磁后的状态开始分析，最普通的去磁方式是用交流磁场首先磁化样品（磁场尽可能高，以达到饱和），然后场强幅值逐渐减小一直到零，如图 2.122 所示。专门的一种技术去磁过程——为了获取完全的物理去磁，很有必要加热材料使之高于居里温度。

样品被去磁意味着什么呢？简单的说，就是在选定的方向上净磁场为零。但在样品内部磁场可能接近饱和，区域结构排列按照整体能量最小化原则，这与净磁能等于零是一样的。图 2.123 给出了几个净磁场为零结构的例子。在立方体晶格结构中，闭合结构占主导地位。即使有一个区域状态（在薄片例子中可能会出现这种情况），如果在垂直于各向异性易磁化轴测量，也会出现零磁场现象。

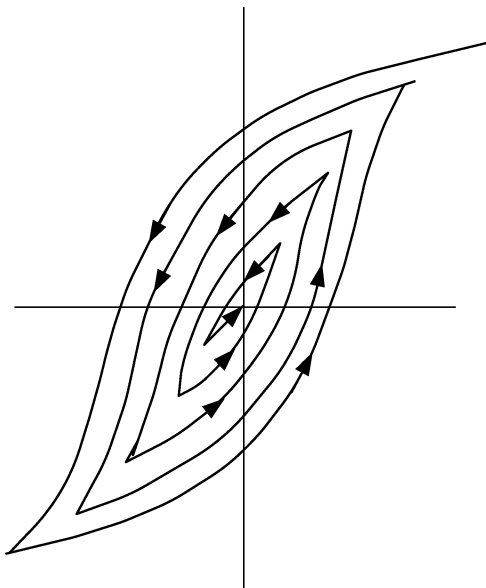


图 2.122 样品的交流磁场去磁

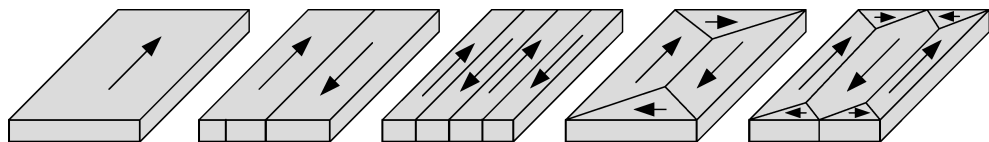


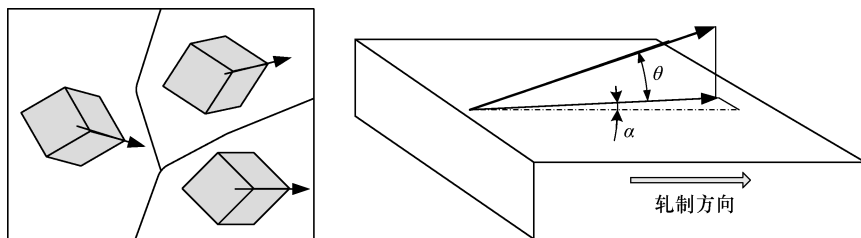
图 2.123 样品去磁后的几种排列结构

从磁性材料的微观结构看，由于单个颗粒排列方向和局部机械应力的多种分布，可能会有局部剩磁。

图 2.124 表示不完美纹理引起的不同磁化方向的可能性。在正常晶粒取向的硅钢片中，各向异性的分散角度不大于  $7^\circ$ 。在改进结构的电气硅钢片中（例如 HiB 硅钢片），分散角度可小于  $4^\circ$ 。

如果我们对已经去磁的样品进行开始磁化，就可以获得原始磁化曲线。有两种主要的励磁机理：畴壁的位移（例如在附近的平行磁场区域增长）或者是励磁的旋转。通常认为畴壁运动形成小磁场（在励磁曲线拐点以下的部分），而在励磁曲线拐点以上，旋转则占主导地位。这两种磁化机理产生的磁场特性都是不可逆的，当畴壁被替换时，磁场通常不会回到原来的位置。因此，如果磁场停止增加，显然磁化不可逆，励磁曲线不会回到原来的点，这种记忆效应是由磁滞引起的。



图 2.124 纹理引起的不同磁化方向 ( $\alpha$  为偏转角度,  $\theta$  为头角度)

原始磁化曲线可由样品的磁化获得。改变磁场强度, 由磁场强度增量  $\Delta H$  和磁感应强度的依赖关系 (冲击法——直流描点法) 可获得  $B=f(H)$ 。但是这种方法很繁琐, 因此常常通过交流磁化产生的磁滞回线的顶点连线来获取, 如图 2.12a 所示。

通过先施加饱和磁场, 然后逐渐减小的交流磁场的振幅, 且在交流磁场上叠加直流偏置场  $H_1$ , 可获得所谓的非磁滞磁化曲线, 如图 2.125 所示。这条曲线有时称为理想曲线, 因为它表示了不考虑不可逆变化的励磁过程。在图 2.126 中, 非磁滞磁化曲线和正常的原始曲线是不同的。可以看到非磁滞磁化曲线在磁场强度较低时没有死区, 在磁化曲线的开始部分磁导率较大, 且基本上为常数。

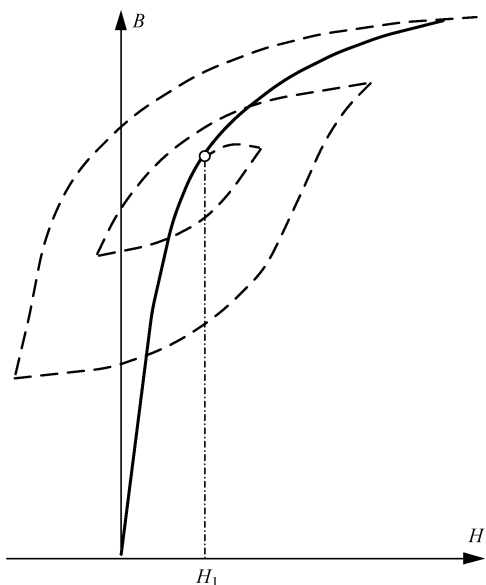


图 2.125 非滞磁回曲线的确定方法

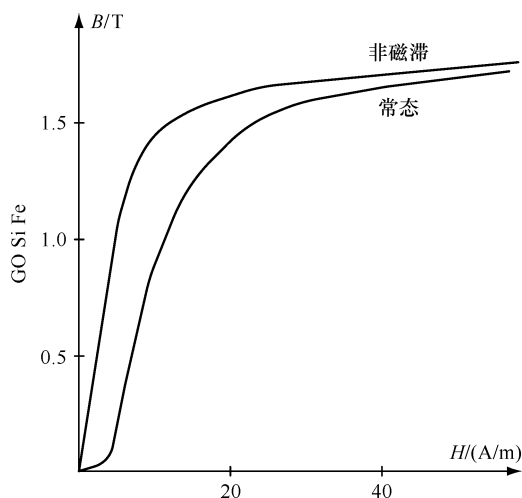


图 2.126 非磁滞回线和正常原始磁化曲线对比

1949 年, 威廉姆斯 (Williams) 和肖克利 (Shockley) 对畴壁运动引起磁化过程进行经典的分析。他们准备了一个框架 ( $19 \times 13\text{mm}$ ), 采用 SiFe 单晶体, 所有的面都平行于立体  $[100]$  轴。完整的磁滞回线如图 2.127 所示。他们还观察了畴的结构, 在初始状态下, 这个框架由闭合的 8 个畴组成。当磁场增大时, 中间畴壁向框架的一侧边缘移动。在饱和状态下, 只有 4 个畴仍然是保持原状。可以发现畴的位置和磁化之间

存在着完美的相关性。

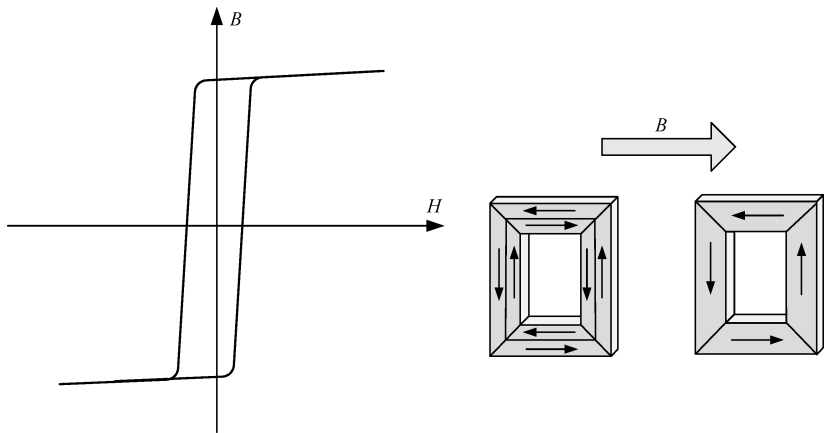


图 2.127 威廉姆斯和肖克利单晶体磁滞回线：磁滞和畴结构

磁化不可逆变化的结果就是会出现磁滞回线。如果从磁饱和到励磁减小过程中，磁场特性不同于励磁增大的情况，而且对于施加的磁场为零时，即自然磁化状态下剩磁为  $B_r$ （或称之为剩余磁感应强度）。为了回到磁感应强度的零状态，必须施加一个与磁化磁场反方向矫顽力  $H_c$ （见图 2.11）。

磁化的不可逆变化机理是由 Rossignol 等在 2005 年提出的，图 2.128 所示。如果畴壁位移一半的原子间距，那就处最大能量状态。因此，如图 2.128 右图所示，从点 A 开始，畴壁的可逆行返回也是有可能的，但是如果强制畴壁回到点 B，下降到局部最小能量的新位置。这种相同的效应是铁磁材料中局部残余应力引起的。这些残余应力会按照一定的周期方式改变（Becker 和 Kersten1930，Becker1930，Hoselitz1952）

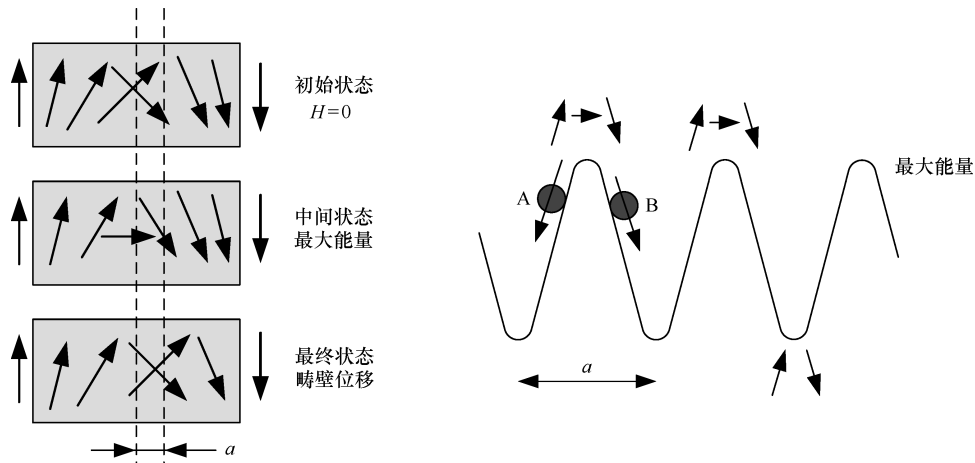


图 2.128 磁化的不可逆变化

(After Springer Science Business Media: IMagnetism-Fundamentals, Ferromagnetism of an ideal system, Chapter 5, 2005, Rossignol, M. et al. )

磁化不可逆变化机理的假设（也已被实验证实）是由磁性材料结构不完善引起的。杂质、缺陷、晶体边界等会出现带钉孔的畴壁（也称为杂质钉扎效应）。这种效应机理最早是由克斯滕（Kersten 1943 年）和奈耳（Neel 1944 和 1946 年）分别提出的。如果畴壁等分非磁性杂质，磁极就要重新分布，如图 2.129a 所示。磁极的重新排列，静磁场能量就会低很多，这会引起畴壁的杂质钉孔。此外，附加钉孔畴会引起额外的能量降低，如图 2.129b 所示。

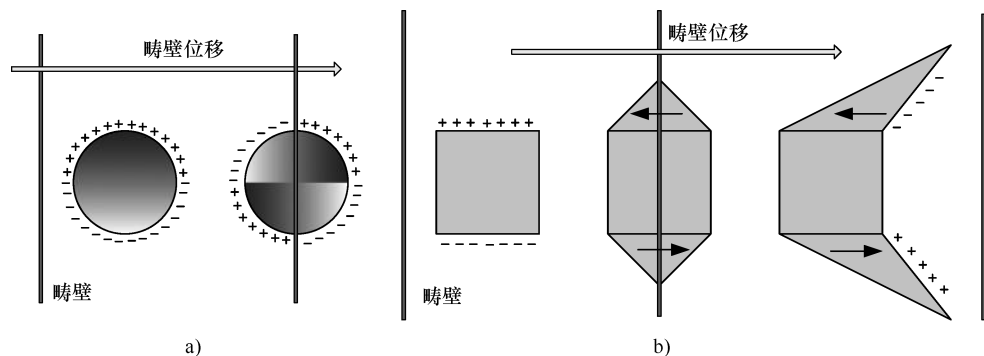


图 2.129 畴壁平分产生的影响

图 2.130 表示了一个可以逆转和不可逆转的奈耳模型。由于压力  $dE/dx$ （ $E$  为能量）畴壁发生位移，当到达点 B 时，直接跳跃到与  $dE/dx$  相对应的点 C。这种跳跃是不可逆的，因为如果重新移动磁场，畴壁将会回到新的稳定点 D。如果降低磁场，会出现同样的效应——将会从点 E 跳跃到点 F，这种突然跳跃表现为一种巴克豪森噪声。畴壁的移动与基本磁滞回线相对应，如图 2.130 所示。

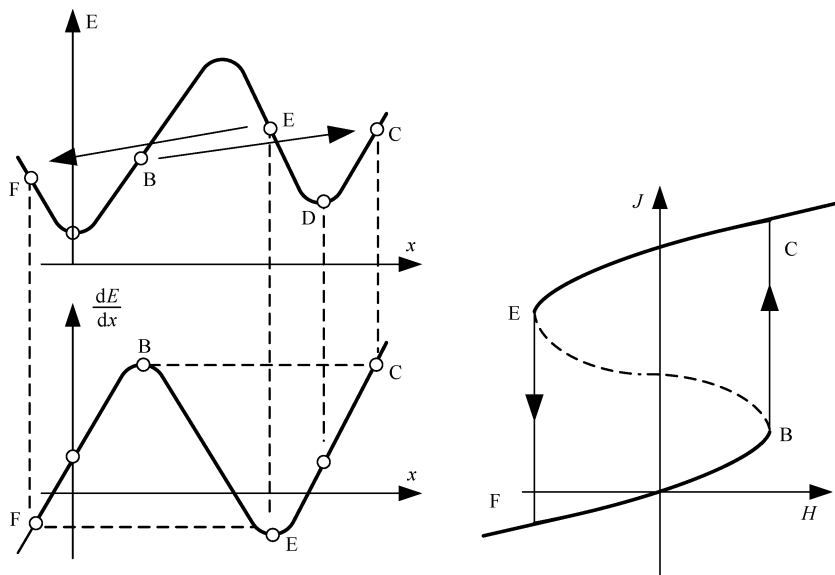


图 2.130 逆转和不逆转奈耳（Neel）模型

可以看到畴壁移动强烈的依赖杂质的量。畴壁钉孔两个位置改变它的长度，类似于弹性薄膜的弧状弯曲（仍然是钉孔）代替线性运动。包含的杂质阻碍壁的运动，所以矫顽力  $H_c$  依赖于局部应力和杂质含量。Hilzinger 和 Kronmüller 在 1977 年确定了这种依赖关系，不严重缺陷反应为  $H_c \sim \rho^{1/2}$ ，严重时  $H_c \sim \rho^{2/3}$ （ $\rho$  表示缺陷密度）。这样，少量的缺陷和杂质导致矫顽力  $H_c$  会变小，初始磁化率  $\chi_{in}$  变大，因为  $\chi_{in} H_c$  为常数（Jiles 在 1998 年）。

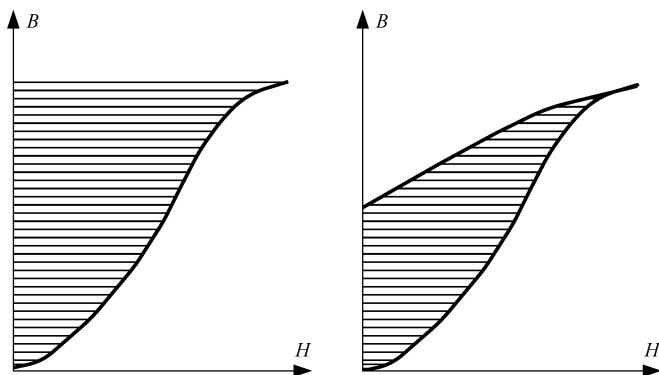


图 2.131 样品磁化的能量传递图形

因为接近饱和时磁性材料很接近单一畴的状态，饱和后磁场的减小会导致新畴集结。当然，在集结过程中，杂质和掺杂物扮演了很重要的角色。

如果使材料磁化，传递的能量作为热量散失了。在样品磁化和去磁过程中（获得磁化曲线），传递的能量  $W$  由磁化曲线上部区域表示（如图 2.131 所示），且可用华伯方程描述（Warburg 1881 年），如式 2.199 所示。

$$W = \int_0^B H dB \quad (2.199)$$

相同的关系也适用整个磁滞回线，因此，可以假设磁滞回线包围面积代表一个磁化周期的能量损耗。有许多经验关系式可表示磁滞损耗  $P_H$ （例如 Richter 在 1910 年提出的  $P_H = aB_s + bB_s^2$  或 Anderson 和 Lance 在 1922 年提出的  $P_H = aB_s + H_c$ ），但是广泛被接受的是由 Steinmetz 在 1891 年和 1892 年提出的关系式  $P_H = aB_s^{1.6}$ 。由频率为  $f$  交流磁场对样品磁化的损耗通常表示为：

$$P_H = C_0 f B_s^2 \quad (2.200)$$

图 2.132 表示在不同频率下确定的 3 条磁滞回线。由图可以观察到在高频时，动态磁滞回线和静态磁滞回线有着明显的区别。高频回线包含面积更大一些，因此能量损耗也就更大。图 2.133 表示的晶粒取向为 3% SiFe 电工钢片的磁滞回线。

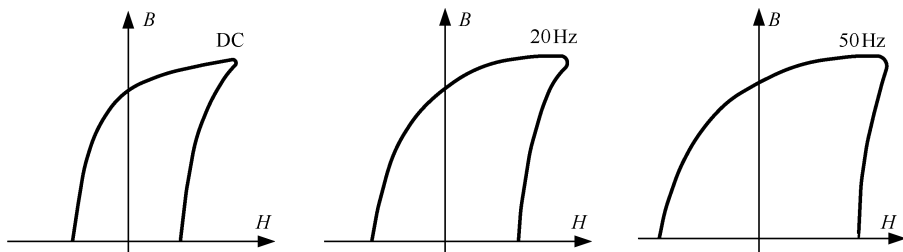


图 2.132 不同频率下的磁滞回线

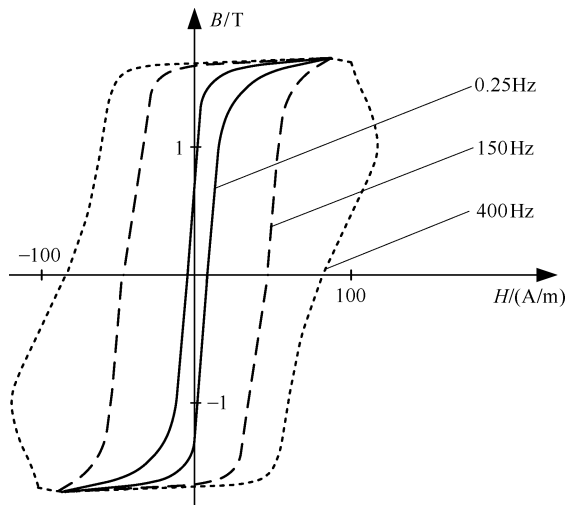


图 2.133 晶粒取向为 3% SiFe 电工钢的磁滞回线  
(Measurement and Characterization of Magnetic Materials,  
Fiorillo, F., Copyright (2004), from Elsevier.)

额外的能量损耗是由涡流引起的。涡流损耗可通过下式计算出来（参见方程 (2.45)）

$$P_{EC} = \frac{\pi^2 t^2}{6\rho} (B_m f)^2 \quad (2.201)$$

可以很容易的区分这两类损耗，因为磁滞损耗依赖于  $C_H f$ ，而涡流损耗依赖于  $C_E f^2$ （见图 2.28）。可以通过消除杂质缺陷来减少磁滞损耗，而涡流损耗要通过减少样品厚度  $t$ ，增大电阻率  $\rho$  来减少。

实验说明损耗要比  $P_H + P_{EC}$  大得多，如图 2.28 中所示，额外损耗被认为是超额损耗  $P_A$ 。（与说不清的反常损耗有关）。假定这些额外损耗是由畴壁移动动态效应引起的，畴壁移动导致在周围出现微小的涡流。Williams 等人在 1950 年研究了磁畴壁的移动速度，且计算了一个畴的损耗  $P_{EC}$ ，如图 2.134 所示，并且在同一畴是刚性畴壁的情况下，计算了损耗  $P_{A1}$ 。如图 2.134b 所示（WSK 模型）。这些损耗的差别可由下式计算：

$$P_{A1} = P_{EC} \frac{\omega}{2\pi^3 t} \quad (2.202)$$

式中， $\omega$  表示在壁之间的距离（也指一域的宽度）。

对于 WSK 模型的分析，在 1958 年由 Pry 和 Bean 拓展到了复合畴壁，如图 2.134 所示。在这个模型中，超额损耗由下式计算出来

$$P_A = 1.628 P_{EC} \frac{2\omega}{t} \quad (2.203)$$

Bishop（在 1980 年、1985 年）和 Bertotti（1998 年）进一步延展这个关系，由式 (2.203) 中得出，将一个宽畴分成两个窄畴可提高电工钢质量的原因是很明显的（见

图 2.119 的畴细化技术)。

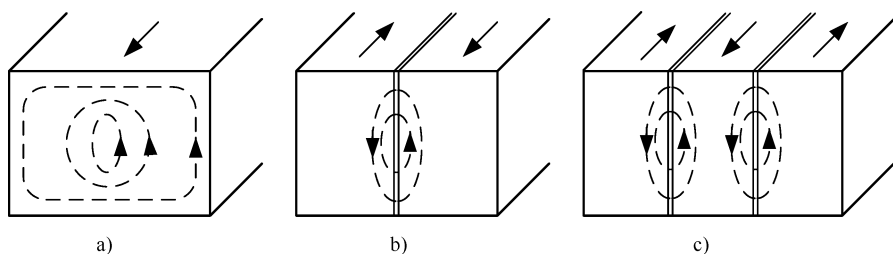


图 2.134 畴模型计算涡流损耗: a) 经典的  $P_{EC}$ , b) 反常的  $P_A$ —WSK 模型,  
c) Pry and Bean 模型

用稍不同的方法来描述软磁铁氧体的损耗。在这些材料中, 涡流损耗要相对小一些, 即使在高频情况下, 因为铁氧体仍是电的绝缘体, 因此, 磁滞环要相对窄一些。在高频情况下, 磁性材料的损耗由复数的磁导率来描述, 复数磁导率与  $H$  和  $B$  之间的相角差  $\delta$  有关:

$$\mu(\omega) = \frac{B_m \exp[j(\omega t + \delta)]}{H_m \exp(j\omega t)} = \mu' - j\mu'' \quad (2.204)$$

式中,  $\mu'$  是磁导率的实部;  $\mu''$  是磁导率的虚部。

损耗依赖于损耗因子 (或者称为损耗角正切)  $\tan\delta = \mu''/\mu'$ , 且可由下列方程来描述:

$$P = \pi J_p H_p \frac{\tan\delta}{\sqrt{1 + \tan^2\delta}} \quad (2.205)$$

式中,  $J_p$  和  $H_p$  分别是初始极化强度和磁场强度。

实际上磁材料的所有参数都依赖于工作频率, 磁感应强度或磁场强度波形中的谐波在测量都是很重要的。不幸的是, 磁化曲线和磁滞回线都是非线性的, 且  $B$  和  $H$  曲线是非正弦的。图 2.135 给出了两种波形, 一种是假设磁场强度是正弦情况下, 磁感应强度可从磁滞回线中计算出来波形, 另一种是假设磁感应强度是纯正弦, 从磁滞回线中计算磁感应强度的波形图。

假设磁场强度是正弦的, 由于磁化曲线的饱和磁感应强度发生畸变。因为磁化结果依赖于当时的谐波, 在不同激励波形下, 对磁化材料测量结果进行比较是不可能的。这就是国际标准推荐在磁感应强度为正弦波形下进行测量研究的原因, 这个要求说明磁场强度会像如图 2.135b 所示那样发生畸变。

## 2.11.2 磁滞的雷利模型

有很多关于磁滞回环曲线的模型 (1991 年的 Mayergoyz, 1997 年的 Ivanyi, 1999 年的 Della Torre)。关于磁滞回环曲线和磁化曲线的模型最古老的是 1887 年由 Lord Rayleigh 提出的, 如图 2.136 所示。用初始磁导率  $\mu_{in}$  作为参数来描述磁化曲线:

$$\mu(H) = \mu_{in} + aH \text{ 和 } B(H) = \mu_{in}H + \frac{1}{2}aH^2 \quad (2.206)$$

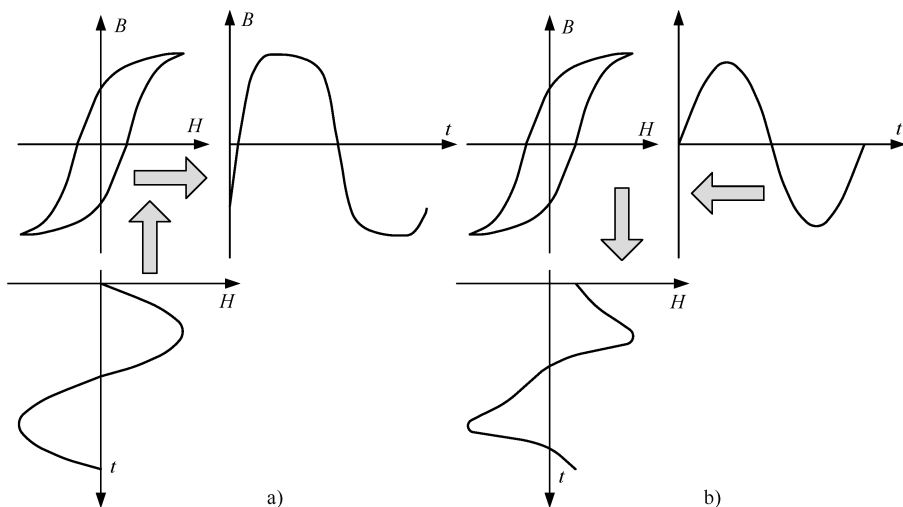


图 2.135 磁场强度正弦和磁感应强度正弦波时分别由磁滞回线计算得到的波形

式中,  $a$  是雷利常数, 可由实验确定。

方程 (2.206) 中的第一个式表示可逆的磁化, 第二个表示不可逆磁化。假定磁场强度在  $\pm H_1$  之间改变, 可得下式来描述磁滞回线的两个分支部分:

$$B = -B_1 + \mu_{\text{in}}(H + H_1) + \frac{a}{2}(H + H_1)^2$$

$$B = B_1 + \mu_{\text{in}}(H - H_1) + \frac{a}{2}(H - H_1)^2 \quad (2.207)$$

这样, 磁化曲线和磁滞回线可用下列方程来描述:

$$B = \left( \mu_{\text{in}} + \frac{a}{2}H \right) H \quad (2.208)$$

$$B = (\mu_{\text{in}} + aH_1)H \pm \frac{a}{2}(H^2 - H_1^2) \quad (2.209)$$

雷利常数可由  $a = 2B_r/H_1^2$  确定。磁滞回线的两个参数可描述为

$$B_r = \frac{a}{2}H_1^2 \text{ 和 } H_c = \sqrt{\frac{\mu_{\text{in}}^2}{a} + H_1^2} - \left( \frac{\mu_{\text{in}}}{a} \right) \quad (2.210)$$

磁滞损耗表示为:

$$P_H = 2 \int_{-B_1}^{B_1} H dB = 2 \int_{-B_1}^{B_1} H [(\mu_{\text{in}} + aH_1) + aH] dH = \frac{4}{3}aH_1^3 \quad (2.211)$$

如果假定磁场强度是正弦变化的, 即  $H(t) = H_1 \sin \omega t$ , 可以获得下式描述磁感应强度:

$$B = B_m \sin \omega t + 2B_r \sin \omega t \pm B_r \cos^2 \omega t \quad (2.212)$$

这里,  $B_m = \mu_{\text{in}} H_1$ 。将  $\cos^2 \omega t$  展开成级数, 可以得到

$$B = B_\omega \sin(\omega t + \varphi) + B_{3\omega} \cos^3 \omega t \quad (2.213)$$

式中,  $B_\omega = \sqrt{(B_m + 2B_r)^2 + (8B_r/3\pi)^2}$ ,  $B_{3\omega} = 8B_r/15\pi$ ,  $\tan \varphi = 4aH_1/3\pi (\mu_{\text{in}} + aH_1)$

### 2.11.3 磁滞的 Stoner—Wohlfarth 模型

这个模型是由 Stoner 和 Wohlfarth 在 1948 年提出的。考虑同一磁畴状态，忽略与畴运动相关的效应，且假设磁化由一致性转动磁化引起的。虽然这个模型看上去很简单，但是它在磁性薄膜情况下工作良好。

磁性薄膜常表现出单轴各向异性，这是由沉淀工艺过程引起的（例如在磁场中实施沉淀过程）。这样薄膜最初磁化就沿着各向异性轴，这个轴称为各向异性易磁化轴<sup>⊖</sup>。如果将磁场垂直作用于这个易磁化轴，然后磁化旋转  $\varphi$  度。即使实际薄膜样品因存在微弱的各向异性离散而由几个畴组成，也可假定所有的畴都按相似的方式进行磁化。如果让磁场沿着易磁化轴方向，磁场矢量方向就会改变，克服各向异性场  $H_k$  可由下式计算出：

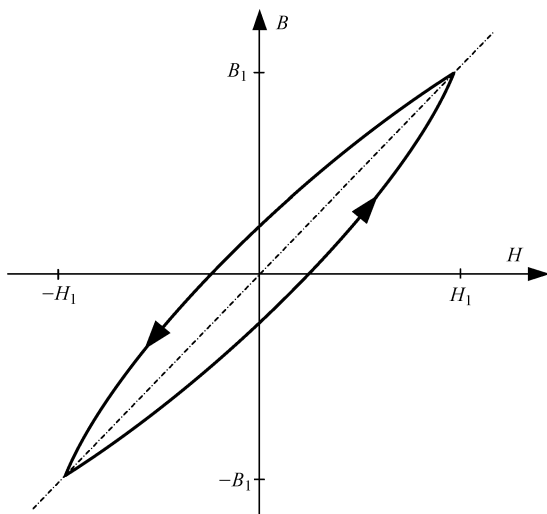


图 2.136 雷利磁滞回线

$$H_k = \frac{2K_u}{M_s} \quad (2.214)$$

式中， $K_u$  表示各向异性常数。

感应各向异性场可以根据关系（Fluitman1973）的各向异性形状被放大（或缩小）。

$$H_k = \sqrt{H_{k0}^2 + (N_d M_s)^2 + 2H_{k0} N_d M_s \cos^2 \varepsilon} \quad (2.215)$$

式中， $H_{k0}$  是材料的各向异性值（对于 80/20 的坡莫合金大约是 250 A/m）； $N_d$  是去磁因数； $\varepsilon$  是窄带的各向异性轴和几何轴之间的夹角（见图 2.39）。

对于一个细长的铁磁片典型尺寸（厚 20 ~ 150 nm，宽 5 ~ 30  $\mu\text{m}$ ），各向异性场强为  $H_k = 1 \sim 20 \text{ kA/m}$ 。

如果考虑能量  $E$ （参见方程 2.54）：

$$E = -\mathbf{H}\mathbf{M} + K_u \sin^2 \varphi \quad (2.216)$$

从最小能量条件，可以确定出磁化矢量的位置：

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (2.217)$$

这个条件的解为由下式描述的圆内旋轮线：

$$\left(\frac{H_x}{H_k}\right)^{3/2} + \left(\frac{H_y}{H_k}\right)^{3/2} = 1 \quad (2.218)$$

⊖ 与易磁化轴垂直的轴线有时被称为难各向异性轴。



也称为归一化的 Stoner-Wohlfarth 星形（见图 2.137）。

$$h_x^{3/2} + h_y^{3/2} = 1 \quad (2.219)$$

其中,  $h_x = H_x/H_k$ ,  $h_y = H_y/H_k$

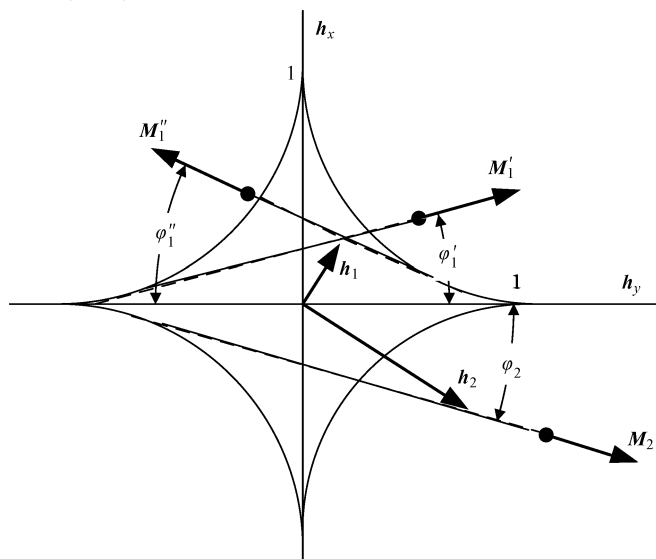


图 2.137 Stoner-Wohlfarth 星形和确定磁化矢量位置的方法

可由 Stoner-Wohlfarth 模型计算磁滞回线：一个磁场垂直于易磁化轴（a），一个磁场沿易磁化轴（b），另一个大约与易磁化各向异性轴成  $45^\circ$  角。

从这个方程，有可能获得代表磁化矢量位置的  $\varphi$  值。方程（2.219）只能通过计算来解（Kwiatkowski 等，1983），但图 2.137 表示可以很方便地通过画图法求解。

图 2.137 描述了一个给定磁场强度  $\mathbf{h} = \mathbf{h}_x + \mathbf{h}_y$  如何确定磁化矢量的位置过程。绘制所施加磁场矢量  $\mathbf{h}$  的星形顶端切线就可得到磁化矢量  $\mathbf{M}$  的方向。当磁场矢量位于星形曲线里边时，可以画出两条切线，得到相对于各向异性轴的两个角度  $\varphi'_1$  和  $\varphi''_1$ 。磁化矢量（ $\mathbf{M}'_1$  和  $\mathbf{M}''_1$ ）的稳定位置依赖于薄膜的磁化历史。当磁场矢量  $\mathbf{h}_2$  位于星形曲线的外边时，磁化向量  $\mathbf{M}_2$  只有一个可能的位置。

图 2.138 表示方程（2.219）确定的磁滞回线的一个例子。如果垂直于样品各向异性的易磁化轴，就可以获得无滞后的线性特性。如果我们沿着各向异性轴进行磁化，就可以获得矩形磁滞回线，这些结果在许多试验中得到了验证。

即使对于多畴薄膜系统，如果各向异性分散不是太大的话，使用星形线进行分析也是可以的。然后取几条特性曲线的平均值得到结果（如图 2.139 所示）。图 2.140 表示用与各向异性轴（单磁畴）倾斜磁场对样品磁化，这个倾斜磁场为  $\sin\varphi(h_x)$  函数的计算结果，对各向异性轴有些分散的薄膜样品研究的实验结果。

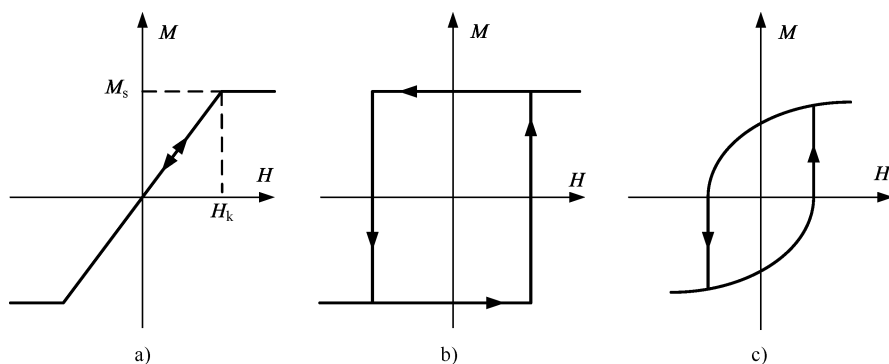


图 2.138 由 Stoner-Wohlfarth 模型计算出的磁滞回线：a) 磁化场垂直坐标轴方向，  
b) 磁化场沿易磁化轴方向，c) 磁化场与各向异性轴成  $45^\circ$

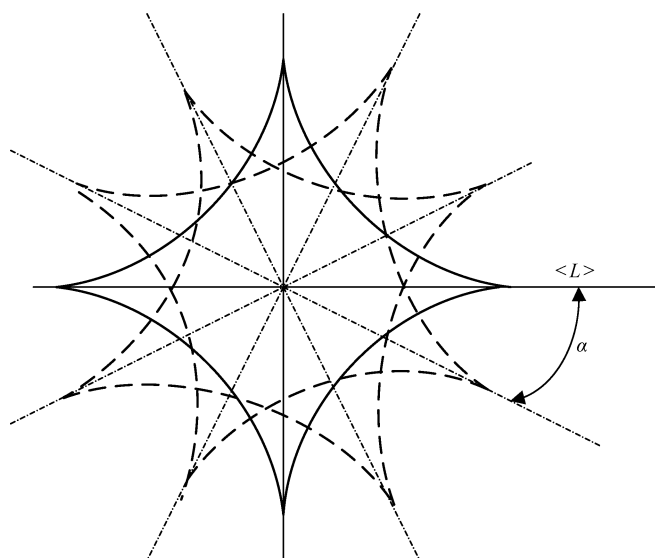


图 2.139 星形代表与各项异性轴成角  $\alpha$  的分散多畴系统

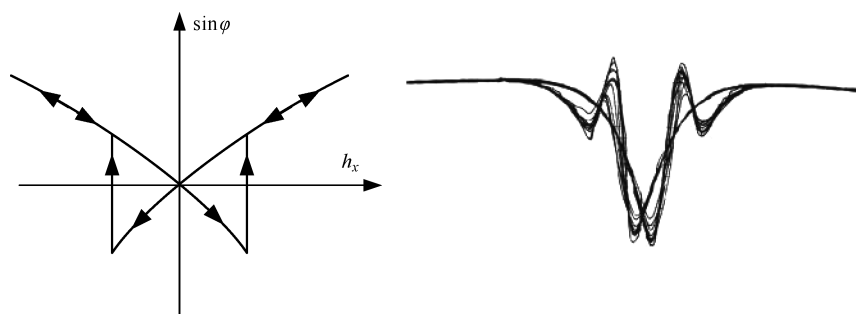


图 2.140 薄膜样品磁化与磁场  $\sin \varphi (h_x)$  的依赖关系

通过对多畴样品进行磁化,有可能进行技术去磁,可能的机理如图 2.141 所示。从初始状态,当所有畴都已平行于易磁化轴励磁时(与各向异性轴分散角度小),如图 2.141 所示。在应用横向场后,磁化朝着磁场方向旋转。当磁场到达临界值时,由 Stoner-Wohlfarth 模型磁场的一些方向发生跳跃(如图 2.141b 和图 2.141d 所示)。当磁场移除时,局部磁化方向重新排列为反平行,如图 2.141c 所示。这样在移除过载磁场后,这种磁性薄膜可能会部分去磁。为了恢复之前的磁化状态,沿着各向异性易磁化施加一个足够大磁场是很有必要的。应该注意,即使在单一畴状态下,磁滞也可能出现。不同之处在于在单畴状态下,这种磁滞是可逆的,并且薄膜不能被去磁。

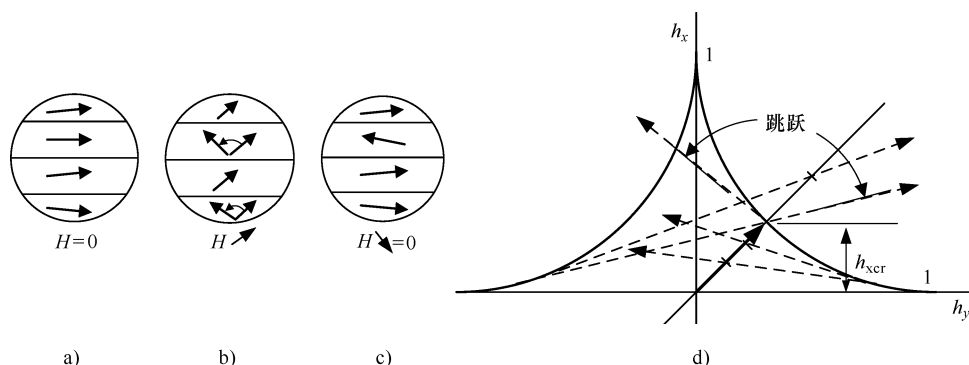


图 2.141 多畴样品磁化机理

图 2.141d 解释了磁场的临界值。如果从在星形曲线内部矢量  $H_x$  末端开始磁化样品,磁化矢量可能有两个位置。当矢量  $H_x$  尾部到达临界点  $H_{xcr}$  时,此时无法绘出这条正切线。这样,磁化方向就会向右跳跃。消除样品去磁的一种可能方法是施加一个额外的偏置磁场  $H_b$  (沿着易磁化各向异性轴)。工作点因此会移动到星形曲线外部,临界值(引起磁场方向跳跃)会变得更大,如图 2.142a 所示。

图 2.142 表示薄膜磁阻传感器的典型特性。不考虑偏置场 ( $H_b = 0$ ),样品表现出很大的磁滞效应。但在沿着易磁化各向异性轴施加足够大的额外偏置场后,可以大大减少甚至消除磁滞影响。

#### 2.11.4 磁滞的 Preisach 模型

Preisach 在 1935 年 (Vajda and Della Torre 1995) 提出这个磁滞模型。在此之后,大量的文章和书籍都扩充了这个模型 (Everett and Whitton 1952, Everett 1954, 1955, Everett and Smith 1954, Woodward and Della Torre 1960, Del Vecchio 1980, Kadar 1987, Mayergoyz 1988, Della Torre 1994)。此模型的数学基础是由 Krasnoselski 在 1983 年系统给出的,关于这个主题也有几本书出版 (Ivanyi 1997, Bertotti 1998, Della Torre 1999, Mayergoyz 2003)。因此,以下对这个模型只是做一个简单介绍。

在这种模型中,假定磁性材料是由许多个基本畴组成的,每个畴对应一个长方形基本磁滞回线(图 2.143a 所示)。每个磁滞回线又两个参数来描述:临界场  $h_c$  和偏移

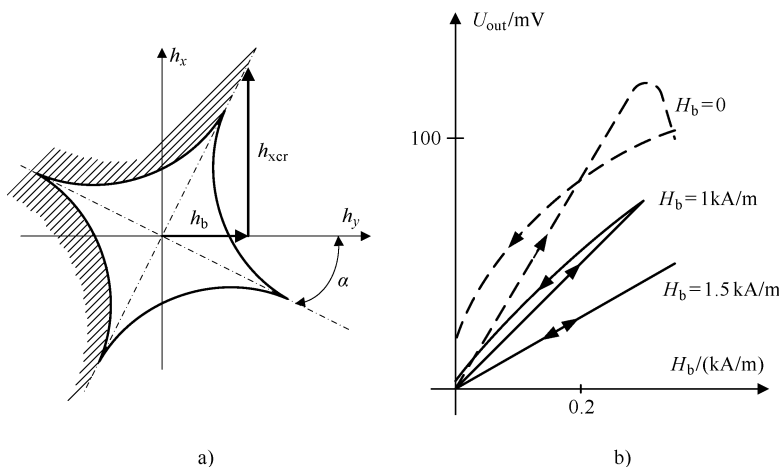


图 2.142 a) 多畴样品的去磁机理 b) 增加偏置磁场改善磁化过程

场  $h_m$  来表示相邻畴之间相互作用。磁化状态  $M$  用算子  $\gamma(h_a, h_b)H(t) = \pm 1$  来描述。

而且，所有的基本畴都分布在一个平面上，这个平面叫做 Preisach 三角形（图 2.143 所示）。这个三角形由线  $L(t)$  分成两部分——线上的部分的状态是  $T^{-1}$ （算子  $\gamma = -1$ ），线下的部分的状态是  $T^{+1}$ （算子  $\gamma = \pm 1$ ）。线段代表材料磁化的历史，如果磁场减小，线段  $L$  的水平部分就会向下移动，然而当磁场增大时，线段  $L$  的垂直部分就会向右移动。在线段  $L$  移动后，得到  $\gamma$  算子磁化状态的不可逆变化，直线  $L$  之前的位置就会被清除。样品的磁化就由所有基本状态的总和来决定<sup>⊖</sup>：

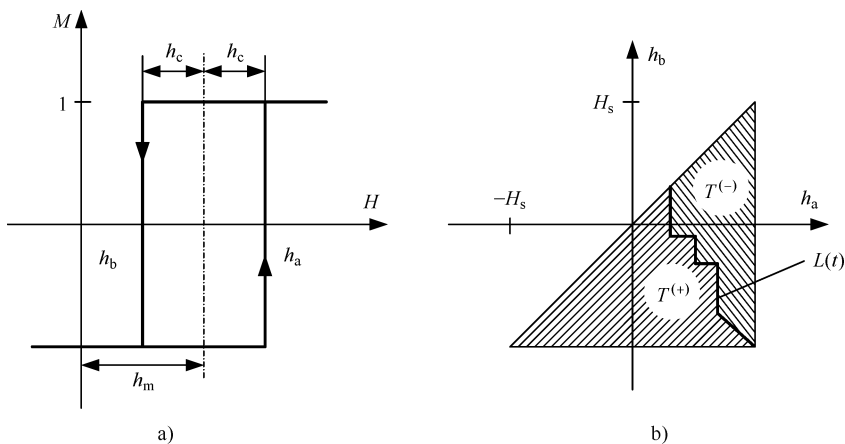


图 2.143 Preisach 矩形磁滞回线和 Preisach 三角形

(After Ivanyi, A., Hysteresis Models in Electromagnetic Computation, Akademia Kiado, Budapest, Hungary, 1997)

⊖ 三角形网格离散化后可进行计算。

$$M(t) = \iint_{h_a > h_b} P(h_a, h_b) \gamma(h_a, h_b) H(t) dh_a dh_b \quad (2.220)$$

式中,  $P(h_a, h_b)$  是描述材料的 Preisach 函数, 通常由实验来确定。

图 2.144 给出了使用 Preisach 模型确定磁滞回线的简单方法 (Del Vecchio 1980, Ivanyi 1997)。开始时, 材料是退磁的——两部分  $T^+$  和  $T^-$  有相同的面积, 直线  $L$  是一条斜线 (见图 2.144a)。当磁场增大时, 直线  $L$  向右移动 (见图 2.144b)。在饱和时, 它会达到右边界, 并且整个三角形状态是  $T^+$ 。然而, 如果减小磁场, 直线  $L$  会向下移动 (见图 2.144c)。当它为零时 (例如位于水平轴),  $T^+$  和  $T^-$  的非均衡性就意味着剩

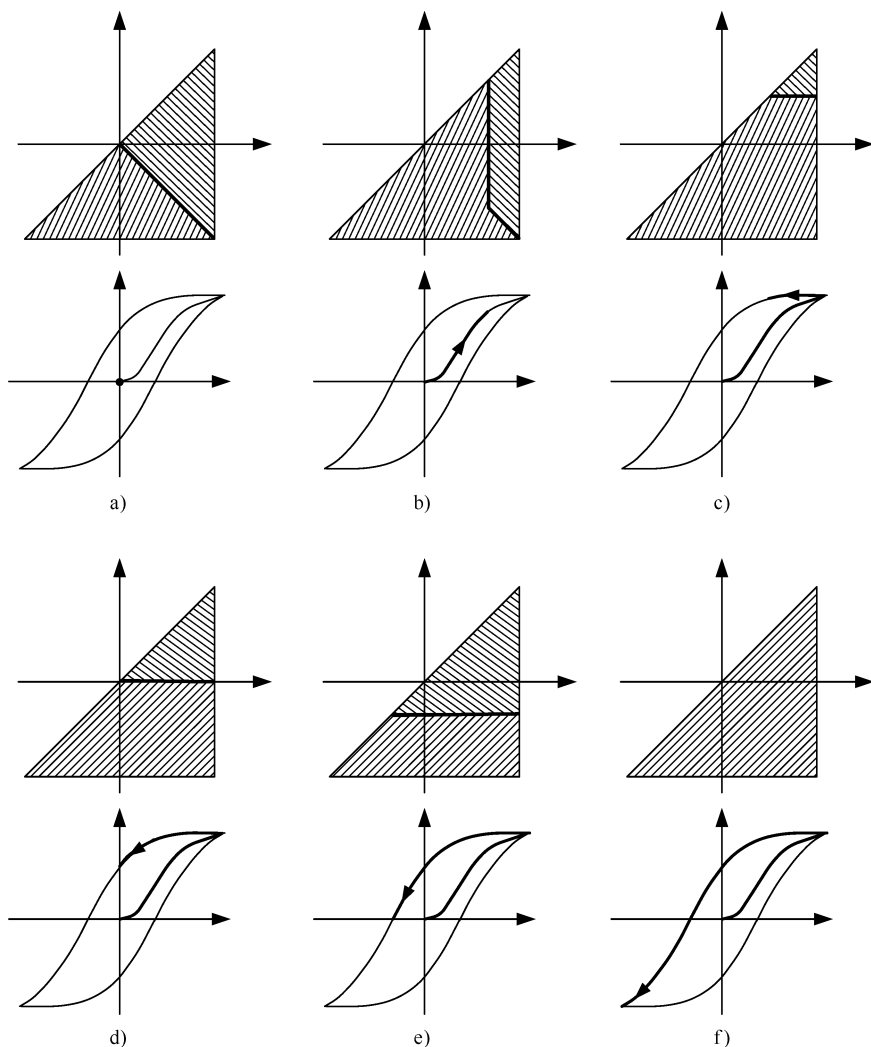


图 2.144 利用 Preisach 模型确定磁滞回线示意图

(After Ivanyi, A., Hysteresis Models in Electromagnetic Computation, Akademiai Kiado, Budapest, Hungary, 1997.)

磁（见图 2.144d）。当两个区域相同时，这条线就处于矫顽磁场  $H_c$  的位置（见图 2.144e）。磁场的进一步变化会导致反向饱和（见图 2.144f）。

在图 2.144 中表示过程由 Del Vecchio 在 1980 年提出并进行了详细的阐述。在对复杂磁滞回线进行计算之后，用无取向电工钢薄板进行了实验（见图 2.145b）。模型和实验结果达到了令人满意的一致。

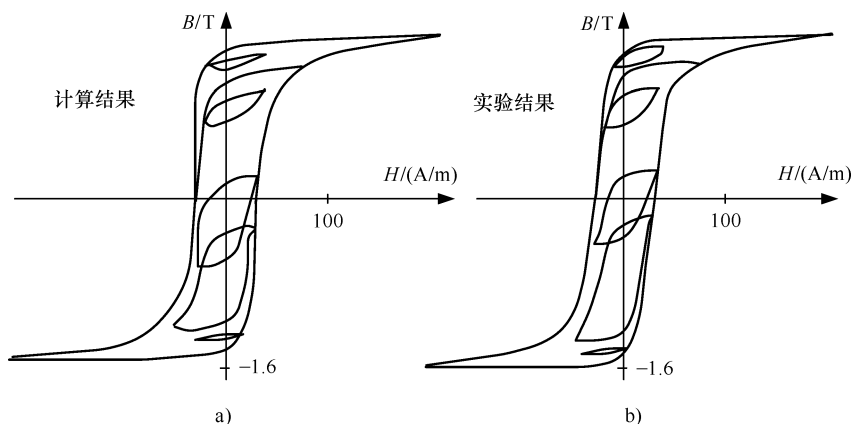


图 2.145 使用图 2.144 中例子得到的磁滞回线及其实验结果  
(From Del Vecchio, R. M., 1980, IEEE Trans. Magn., 16, 809, 1980.)

### 2.11.5 磁滞的 Jiles—Atherton 模型

Stoner—Wohlfarth 模型考虑了磁化旋转。它成功的用于简单样品的分析——比如薄膜元件<sup>①</sup>。另一方面，Preisach 没有考虑励磁的旋转。虽然 Raleigh 模型和 Preisach 模型都是基于物理现象，但是它们仅仅是利用数学上的曲线拟合去进行模拟，并不是真正意义上的物理模型。这个观点下许多其他磁滞模型由 Ivanyi 在 1997 年提出。

除了多种数学曲线拟合的模型之外，在基于磁化真正物理过程的模型构建方面也进行了很多尝试。在 1971 年，Globus 等人从晶粒尺寸和各向异性场方面提出了确定励磁曲线的方法。Jiles 和 Atherton 提出了模型，这个模型考虑闭合可逆畴壁边缘可看作不可逆畴壁运动的机理。从能量分析角度来确定磁化，这个模型后来也被许多学者进一步研究。

研究这个模型起始点是非滞后的磁化曲线（参见图 2.125），因为在这种方式中，不可逆和可逆畴壁位移是可以区分的。通过应用朗之万（Langevin）函数式，描述非滞后磁化强度  $M_{an}$  可表示成：

$$M_{an}(H_e) = M_s \left( \coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right) \quad (2.221)$$

这里， $H_e$  表示考虑畴之间相互耦合（系数为  $\alpha$ ）的有效磁场，并且  $H_e = H + \alpha M$ 。系数  $\alpha$  与非滞后磁化形状和磁场尺寸特性有关的系数。图 2.146 表示计算得到非滞后磁化曲线和实验结果对比的例子。

① 也可用于分析硬磁性材料。

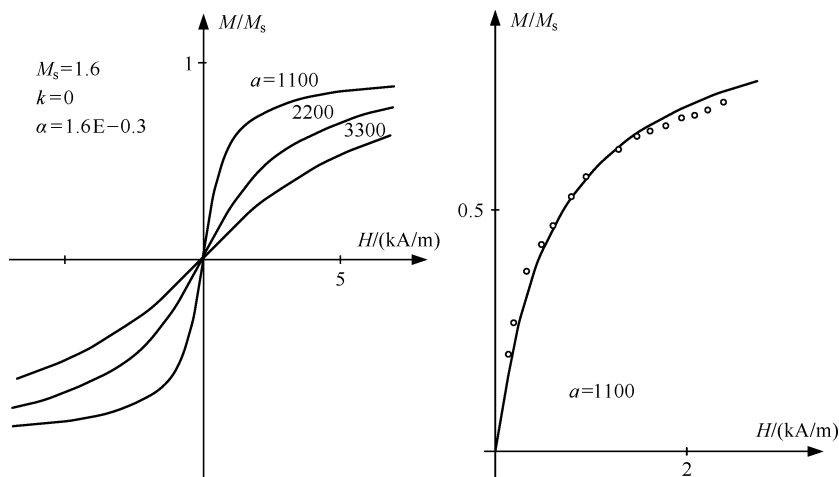


图 2.146 计算得出的非滞后磁化曲线值和实验结果的对比

(After Jiles, D. C. and Ather ton, D. L., J. Magn. Magn. Mater., 61, 48, 1986.)

接下来分析刚性畴壁位移和由于畴壁钉孔耗散的能量。下面关系式描述由于非可逆畴壁位移引起的磁化强度变化：

$$\frac{dM_{\text{nrev}}}{dH} = \frac{1}{k - \alpha(M_{\text{an}} - M_{\text{nrev}})} (M_{\text{an}} - M_{\text{nrev}}) \quad (2.222)$$

式中,  $k$  是固定常数, 并且有式 (2.223)

$$k = M_{\text{an}}(H_c) \left\{ \frac{\alpha}{1-c} + \left[ \frac{1}{(1-c)\chi_{Hc} - c dM_{\text{an}}(H_c)/dH} \right] \right\} \quad (2.223)$$

式中,  $c = \chi_{\text{in}}/\chi_{\text{an}} = 3\alpha\chi_{\text{in}}/M_s$  ( $\chi_{\text{in}}$  是磁化曲线的初始磁化率,  $\chi_{\text{an}}$  是不考虑滞后的磁化曲线的原始磁化率),  $\chi_{Hc}$  是磁滞回线在点  $H_c$  的斜率。

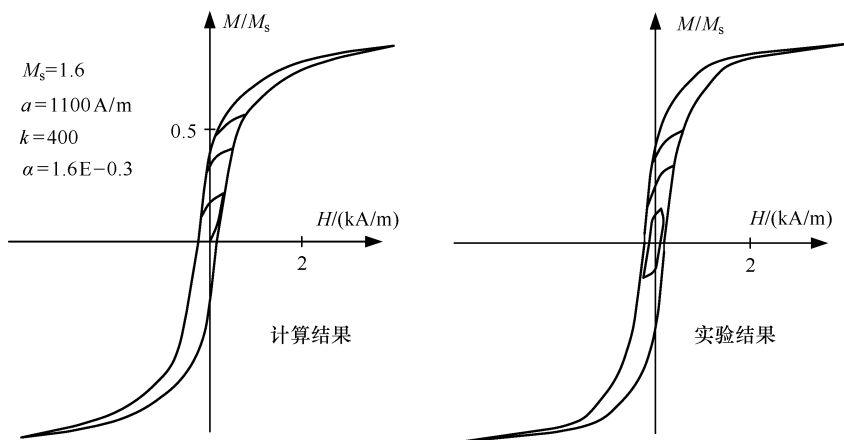


图 2.147 计算得到的磁滞曲线和实验结果对比

(After Jiles, D. C. and Ather ton, D. L., J. Magn. Magn. Mater., 61, 48, 1986.)

对于软磁材料,  $\chi_{\text{an}} \cong \chi_{\text{hc}}$ , 等式 (2.223) 可以简化成下式:

$$k = \frac{H_c}{1 - (\alpha M_s / 3a)} \quad (2.224)$$

由表达式 (2.224) 可以得出  $k \cong H_c$ , 这意味着剩磁矫顽力很大程度上依赖于畴壁位移的钉孔效应。

关系式 (2.222) 描述了畴壁运动的不可逆分量。考虑可逆变化  $M_{\text{rev}} = c (M_{\text{an}} - M_{\text{nrev}})$ , 磁滞模型的最后表达式为:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(M_{\text{an}} - M_{\text{nrev}})}{k - \alpha(M_{\text{an}} - M_{\text{nrev}})} + c \left( \frac{dM_{\text{an}}}{dH} - \frac{dM_{\text{nrev}}}{dH} \right) \quad (2.225)$$

因此, 为了构建磁滞模型, 需要从非滞后磁化曲线和磁滞回线中确定 4 个参数 ( $a$ 、 $\alpha$ 、 $k$  和  $c$ )。有时, 有必要通过迭代确定这些参数。第一步是通过实验数据初步确定系数; 进而通过曲线拟合、某种优化方法和实验数据计算得到这些参数的最优值。进而, 在修正之后, 就可能获得一个与实验结果一致的理想数学模型, 如图 2.147 所示。这个模型的优点是系数  $a$ 、 $\alpha$ 、 $k$  和  $c$  都有实际的物理意义 (详见 Jiles1998), 这对于进一步的分析很有帮助。

### 2.11.6 励磁曲线和磁滞回线的近似

已经提出的磁滞模型一般很复杂。当我们想设计一个磁化装置, 且计算磁场分布时, 我们不必使用表达实际物理现象的材料模型。在这种情况下, 使用数学近似模型看起来就很重要。基于这个目的, 提出了许多种  $BH$  磁化曲线的逼近波形。(Trutt 等在 1968 年, Ivanyi 在 1997 年)

最简单的方式是将一个保存有  $BH$  曲线数据表格保存进电脑存储空间, 然后分段线性近似计算, 得到图 2.148 所示的图形。在第一步近似中, 各向异性材料可表示为两个  $BH$  曲线 (一个是沿易磁化方向, 另一个是难磁化方向)。如果有必要的话, 引入磁滞回线的平行四边形表示也是可能的, 如图 2.148b 所示。(Savini1982 和 Lin 等人在 1991 年)。

还有许多其他数学模型也可用来近似励磁曲线, 从幂级数逼近到通过傅里叶谐波表示。(Trut 等人在 1968 年和 El-Sherbiny1973 年, Josephs 等人 1986 年)。

$$B = a_0 + a_1 H + a_2 H^2 + a_3 H^3 + \dots \quad (2.226)$$

$$B = \mu_0 M_s \left( 1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^2} - \dots \right) + \mu_0 H \quad (2.227)$$

$$B = k H^{1/n} \quad (2.228)$$

$$B = \frac{H}{\alpha + \beta |H|} \quad (2.229)$$

$$B = B_0 \exp \left( \frac{H}{a + bH} \right) \quad (2.230)$$

$$B = \frac{2}{\pi} B_s \tan^{-1} \left( \frac{H}{H_0} \right) \quad (2.231)$$

图 2.149a 表示由 Nasar 等人提出的用  $n$  个根对磁化曲线进行近似的例子, 如式 (2.228) 所示。发现最好的匹配效果是在  $n = 5 \sim 14$ , 并且  $K = 0.5 \sim 1$ 。这种式



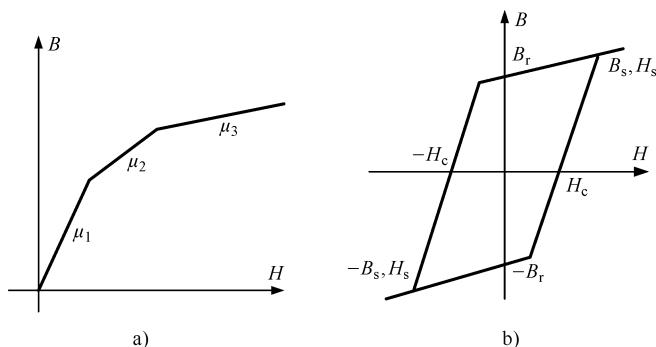
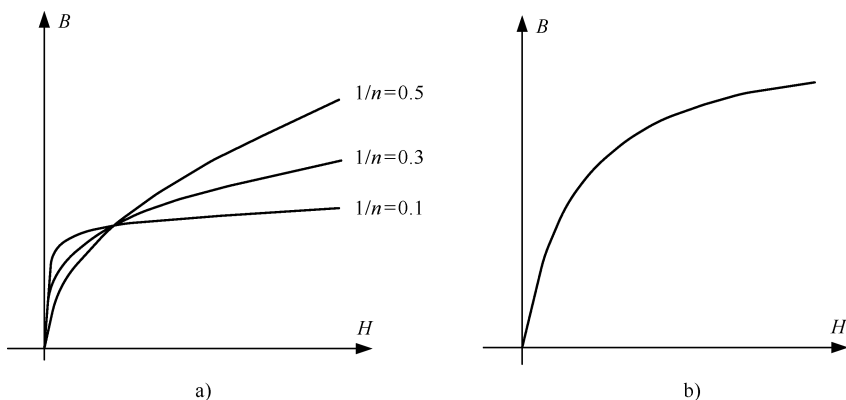


图 2.148 磁化曲线和磁滞回线的分段线性近似

(2.229) 函数的依赖关系称之为 Fröhlich's 关系 (Fröhlich 1881), 如图 2.149 所示。式

(2.227) 从 Fröhlich-Kennelly 方程的  $1/(\mu - \mu_0) = a + bH$  形式 (Kennelly 1891) 中得来。

图 2.149 a)  $n$  个根对磁化曲线逼近 b) 由 Fröhlich's 方程得到的非滞后磁滞回线

## 2.12 磁场的源

### 2.12.1 亥姆霍兹线圈

亥姆霍兹线圈通常用作单一磁场源 (有时也使用在标准磁场) 中。一对亥姆霍兹线圈由两个一样的圆形线圈组成, 它们之间的距离  $L$ , 圆半径为  $r$ , 如图 2.150 所示。

根据式 (2.6), 圆形线圈产生的磁场可以表示为:

$$H_1 = \frac{nIr^2}{2} \left[ r + \left( \frac{L}{2} + x \right)^2 \right]^{-3/2} \quad \text{和} \quad H_2 = \frac{nIr^2}{2} \left[ r + \left( \frac{L}{2} - x \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (2.232)$$

在两个线圈之间的磁场  $H$  为

$$H = H_1 + H_2 = \frac{nIr^2}{2} \left\{ \left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} + x \right)^2 \right]^{-3/2} + \left[ r^2 + \left( \frac{L}{2} - x \right)^2 \right]^{-3/2} \right\} \quad (2.233)$$

这个关系在图 2.150 中表示出来, 可以看到在两个线圈的中间部分, 磁场是统一

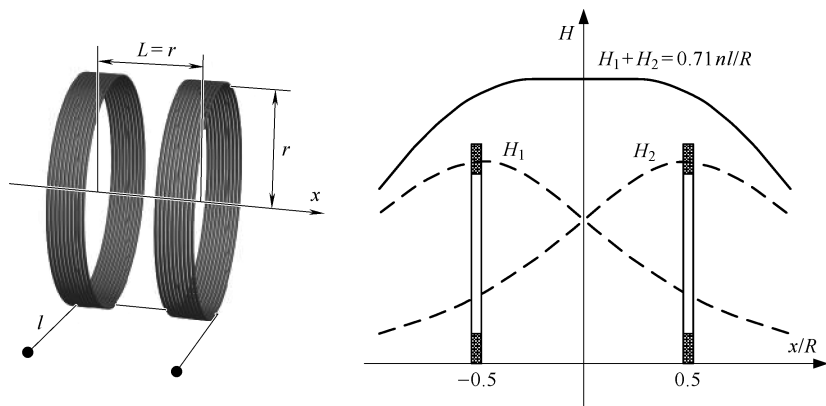


图 2.150 亥姆霍兹磁场线圈及线圈系统内部磁场分布

的。可以证明，如果  $r=L$ ，这种一致性是最好的，并且对于  $x=0$ ， $r=L$  时，在几何中心的磁场是

$$H_0 = nIr^2 (r^2 + 0.25r^2)^{-3/2} = 0.7155 \frac{nI}{r} \quad (2.234)$$

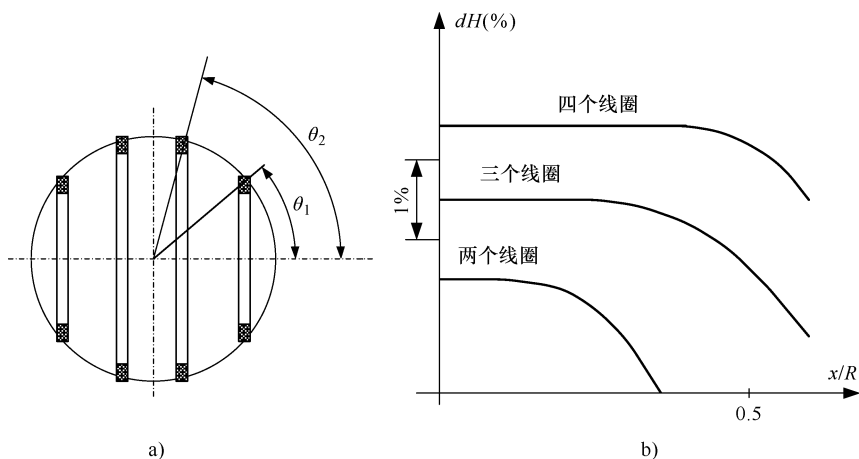


图 2.151 a) 两对亥姆霍兹线圈 b) 与多线圈系统对应特性  
(三线圈系统参见图 2.155c)

在离中心水平距离为  $\frac{1}{4}L$  处，相对于中心磁场值低于 0.42%，垂直于线圈轴的  $\frac{1}{4}L$  处，这个差异不大于 0.75%。

亥姆霍兹线圈系统磁场的一致性，使用两对线圈串联后得到了明显提高（Garret 1951，Franzen 1962，Stamberger 1972，Kaminishi and Nawata 1981，Fiorillo 2004）。预测

最优的结构配置是  $\theta_1 = 40.1^\circ$ ,  $\theta_2 = 73.4^\circ$  (见图 2.151<sup>⊖</sup>), 这对应于  $L_1/L_2 = 2.685$ ,  $r_1/r_2 = 0.672$  和  $n_1/n_2 = 0.682$ 。

忽略多层线圈的尺寸可得出式 (2.232), 如图 2.152a 所示。在许多技术刊物中 (Franzen 1962, Kaminishi and Nawata 1981, Fiorillo 2004), 都对这一问题进行了解释。

发现如果平均距离和平均半径满足条件  $\hat{r} = \hat{L}$ , 就可以获得和单线圈类似的一致性, 但是建议高度  $h$  和宽度  $w$  的比为  $h/w = 1.078$ 。

由于线圈内部体积限制, 这种圆形线圈在特定应用中并不是十分方便。因此, 考虑了方形线圈系统的可能性 (Firester 1966)。以如图 2.152b 所示的三轴方圈系统为例, 通常应用在磁场消除时, 方圈系统产生的磁场一致性不像圆形线圈那样完美。对于正方形  $a \times a$  的方圈, 距离为  $L$ , 最佳安排是  $L = 0.5445a$ , 并且在立方体中心的磁场为

$$H_0 = 0.648 \frac{nI}{a} \quad (2.235)$$

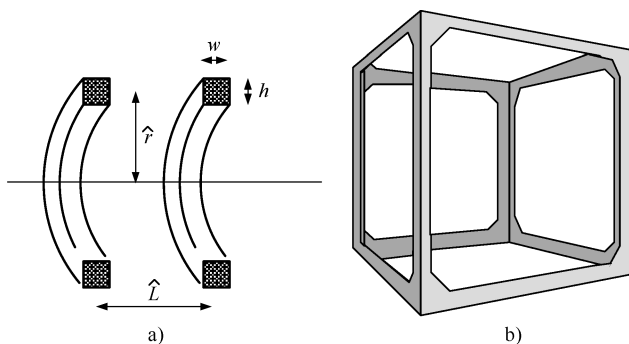


图 2.152 a) 多层 Helmholtz 线圈和 b) 三轴矩形 Helmholtz 线圈系统

对于两圈系统, 如果反向串联两个方圈, 就可以获得一致梯度的磁化源, 如图 2.153 所示 (Murgatroyd and Bernard 1983)。对于这样的系统, 线圈之间的最优距离是  $L = 1.73r$ , 中心的磁场梯度是:

$$\frac{dH_0}{dx} = 0.64 \frac{nI}{r^2} \quad (2.236)$$

### 2.12.2 长螺线管

螺线管是一个长的多匝线圈, 如图 2.73 所示 (Garret 1951, Underhill 2009)。从图 2.73b 和 2.154b 可以看出, 在线圈内部有一个很长区域内, 磁场是均匀的。这就是为什么这种线圈可以作为磁场源的原因。而且, 将磁化铁心放置线圈内部, 如对电动机、变压器和继电器等铁心进行励磁。

线圈内部的磁场用式 (2.103) 来表示。此式是从单层线圈推导出来的。很容易将这个关系拓展到内径为  $2r_1$ , 外径为  $2r_2$  的多层线圈。

⊖ 对于一对线圈系统, 最优角度为  $\theta = 63.4^\circ$

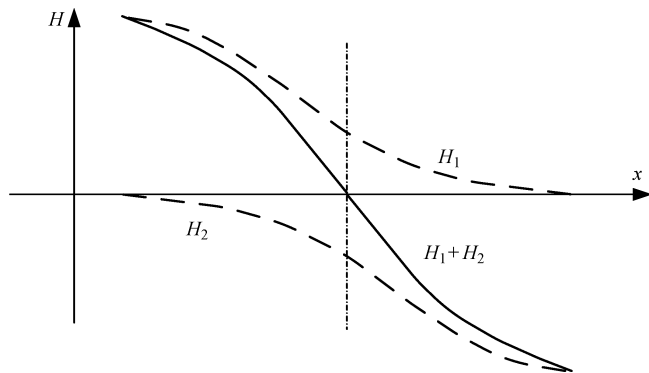


图 2.153 反转亥姆霍兹线圈系统的均匀磁化梯度源

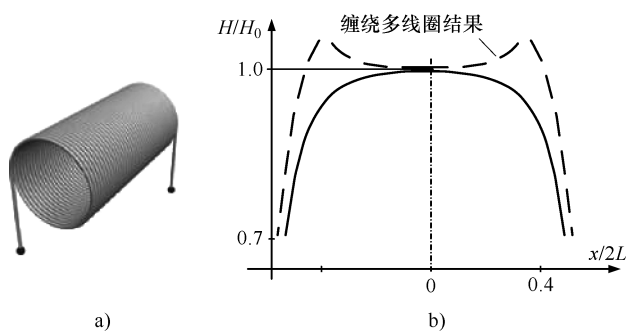


图 2.154 电磁线圈及其特性

$$H = \frac{nI}{4L(r_2 - r_1)} \left[ (L+x) \ln \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + (L+x)^2}}{r_1 + \sqrt{r_2^2 + (L+x)^2}} + (L-x) \ln \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + (L-x)^2}}{r_1 + \sqrt{r_2^2 + (L-x)^2}} \right] \quad (2.237)$$

在线圈的中心位置处 ( $x=0$ ), 磁场为:

$$H_0 = \frac{nI}{2 \sqrt{r_0^2 + L^2}} \quad (2.238)$$

对于很长的线圈,  $L \gg r$  时, 方程 (2.238) 可以表示成:

$$H_0 = \frac{nI}{2L} \quad (2.239)$$

描述由螺线管产生磁场关系可以方便地用下式来表达:

$$H = kH_0 \quad (2.240)$$

$k$  是相关系数:

$$k = \frac{1}{2} \left[ \frac{L+x}{\sqrt{r_0^2 + (L+x)^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{r_0^2 + (L-x)^2}} \right] \quad (2.241)$$

表 2.18 给出了典型尺寸电磁线圈的相关系数值。在线圈尾部磁场降低成为中心的 50%, 如图 2.154b 所示。可在线圈尾部添加额外线圈, 在一定程度上降低了这种效

果，如图 2. 155a 所示（Gardener et al. 1960）。可以对电磁线圈的形状进行适当的修正，来改变内部的磁场分布（Hak 1936，Barker 1950），如图 2. 155b 所示。

表 2. 18 典型电磁线圈相关因数  $k$  的值

| $x/2L$ | $L/r = 5$ | $L/r = 12.5$ | $L/r = 50$ |
|--------|-----------|--------------|------------|
| 0      | 0.981     | 0.997        | 1.000      |
| 0.1    | 0.978     | 0.996        | 1.000      |
| 0.2    | 0.969     | 0.995        | 1.000      |
| 0.3    | 0.943     | 0.990        | 0.999      |
| 0.4    | 0.850     | 0.964        | 0.997      |
| 0.5    | 0.498     | 0.500        | 0.500      |

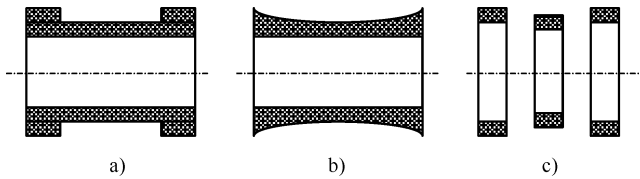


图 2. 155 修正后线圈的不同形状

2. 12. 3 强磁场的源

在许多实验中，施加非常强的磁场是有必要的，甚至磁感应强度高达 100T（Montgomery 1963，Herlach et al. 1996）。现代稀土硬磁性材料的矫顽力会达到  $5 \times 10^6$  A/m，且也需要类似大小磁场对其进行测试。当需要产生这样大小的磁场时，就出现了两个主要的技术问题。一是因耗散的能量会引起励磁线圈温度升高，所以需要专门的制冷系统。幸运的是，在许多实验中仅需要脉冲磁场。但是还有第二个技术难题——很大机械力伴随着短时大电流，这些效应都需要对磁场源进行专门设计。

Bitter 在 1939 年设计了一种由许多盘组成的专用励磁线圈，如图 2. 156 所示。用这些线圈，可以在直径为 30mm 的中心孔处获得一个

直流磁场，孔气隙磁感应强度为 45T。为了获得这样大的磁场，电流要高达 67000A（需要电功率为 20MW）。Bitter 线圈（又称 Bitter 磁铁或 Bitter 电磁铁）由带孔（通常用液体制冷）和裂缝的铜盘组成。这些盘相互重叠（每个盘分别与相邻盘间旋转相差

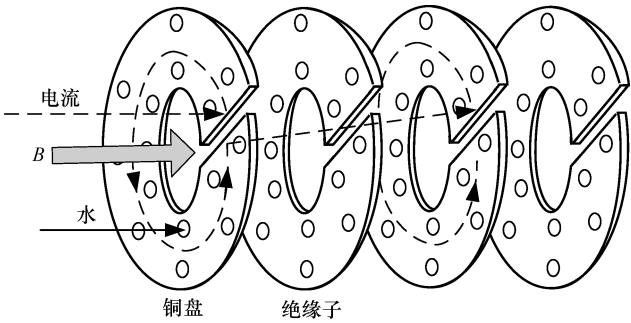


图 2. 156 Bitter 线圈盘的构成

20°), 这会引起径向电流流过, 导致电能有一小部分功率耗散。Bitter 线圈这一构思在今天仍然作为高磁场源使用。

如果测试磁场区域较小的话, 获得大的励磁场会更容易, 因为在线圈中储存的静磁能与其容积成正比。盘线圈产生的磁场可以表示成:

$$B = \frac{\mu_0 I}{r_i} \frac{F(\alpha, \beta)}{2(\alpha - 1)\beta} \quad F(\alpha, \beta) = \beta \ln \frac{\alpha^2 + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \quad (2.242)$$

式中,  $F(\alpha, \beta)$  是  $F$  系数;  $\alpha = r_0/r_i$ ;  $\beta = t/2r_i$ ;  $r_i$  和  $r_0$  是内半径和外半径;  $t$  是磁盘厚度。

Mackay 等人在 2000 年提出使用一个  $r_i = 50$ 、 $r_0 = 150$  和  $t = 10\mu\text{m}$  的平板铜线圈做为磁场源。将这些数据带入方程 (2.242) 得知, 为了产生 50T 的磁场, 需要电流仅为 4000A, 图 2.157 给出了这个微线圈的设计图。

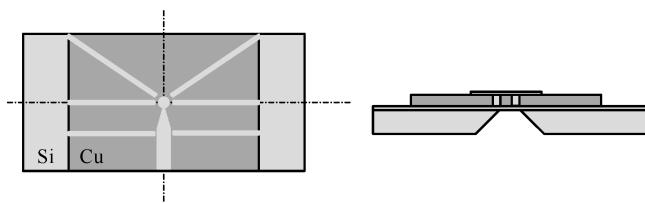


图 2.157 产生 50T 磁环区域的微型线圈 (After Mackay et al., 2000.)

线圈的温度用下式来计算:

$$\int_0^{\Delta t} B^2 dt = \mu_0^2 r_i^2 F^2(\alpha, \beta) D \int_{T_0}^{T_1} \frac{C_p}{\rho} dT \quad (2.243)$$

式中,  $D$  表示线圈的密度;  $\rho$  是电阻率;  $C_p$  是特殊热容量。

从式 (2.243) 中可以得知, 当  $B = 50\text{T}$  经  $\Delta t = 30\text{ns}$  后, 温度达到铜的熔化温度。因此, 脉冲磁场的持续时间应该大大低于 30ns。

理论上, 设计这样的线圈, 用超导材料是一个较好的选择。但是如 2.9 节描述的那样, 每种超导材料都有电流密度的限制, 限制着磁场强度。无论如何, 有一些基于 Nb-Ti 或者 Nb-Zr 的超导材料磁感应强度可达 8T, 电流密度达  $10000\text{A}/\text{cm}^2$  (Kunzler et al. 1961)。一种大型超导体 NbTi 线圈已经制成 (Watazawa et al. 1996), 其在 200mm 孔隙内, 磁感应强度能达到 6T。所以, 在获得最大化磁场强度的同时, 相对于超导技术发展水平, Bitter 线圈看起来仍然有较大优势。

作为大脉冲磁场源的线圈, 通常使用能量存储单元 (电容电池)。储能电容 (有时会超过  $1000\mu\text{F}$ ) 是通过高压进行充电的。充电时电容直接连到电感线圈  $L$  上。在 RLC 组合电路中会产生振荡, 在电压达到最大值时, 通过开关管控制停止此振荡, 如图 2.158 所示。这种方式用几毫秒的时间, 有可能在线圈上施加一个超过 10000A 的脉冲。

如图 2.159 所示, 通过电磁铁、磁铁和永久磁铁都可产生磁场。电磁铁更通用一些, 但另一方面, 磁铁本身不需要能量供应。两种设备都受磁路的自然限制, 永久磁

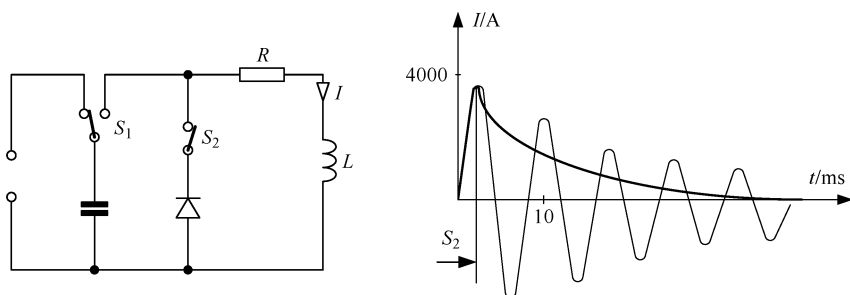


图 2.158 产生脉冲磁场源的电容储能装置

(After Measurement and Characterization of Magnetic Materials, Fiorillo, F., Copyright (2004), from Elsevier.)

铁不会超过  $1.3 \sim 1.4\text{T}$ ，电磁铁大约  $2\text{T}$ 。无论如何，通过合理的设计磁化装置，用磁铁可获得超过  $4\text{T}$  的磁场 (Bloch et al. 1998)。在电磁铁的情况下，为了尽可能增大磁感应强度范围，常常让铁磁材料达到可能最高的饱和极性——使用  $\text{Fe49:Co49:V2}$ ， $J_s = 2.35\text{T}$  作为磁极。通过改善设计，在电磁铁气隙中可以获得  $3\text{T}$  以上的磁场 (Fiorillo 2004)。

通过适当的设计，可获得要求参数的永久励磁系统 (Abele 1993, Coey 1996, Skomski et al. 2000, Leupold and Potenziani 2007)。图

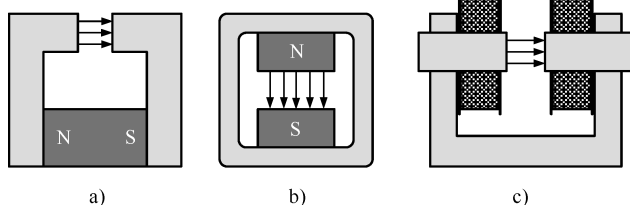


图 2.159 产生大磁场源的永久磁铁和电磁铁

2.160a 给出了永磁系统数值

最优设计，在其几何中心能获得尽可能高的磁感应强度。这个磁铁由 192 块  $\text{NdFeB}$  个体磁铁切片组成，以及  $\text{FeCo}$  部分作为磁极。在大到  $10\text{T}$  混合线圈磁场中，所有的磁铁单元都被磁化。在中心小缝隙处，可获得  $4.3\text{T}$  的磁感应强度。

另一种磁铁的排列是 Cugat 等人在 1994 年提出的。如图 2.160b 所示，一套四个柱磁铁旋转时能产生变化的磁场，这依赖于各磁铁位置和角度，改变位置可以从  $-0.2\text{T}$  到  $+0.2\text{T}$  改变均匀磁场。

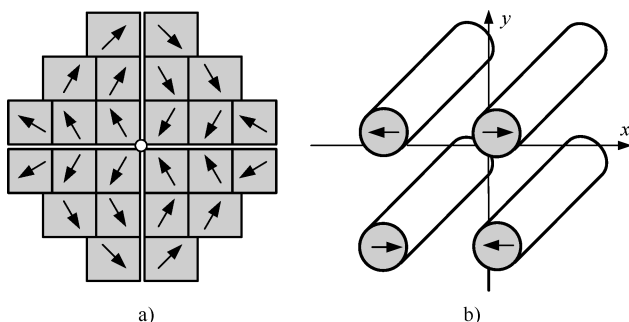


图 2.160 两个复合永久磁铁系统的例子

图 2.161 表示了磁铁阵列在大区域内产生均匀磁场的例子（在医疗磁共振装置中使用）。同时实际上可消除外部的杂散磁场。这种结构实现了所谓的 Halbach 筒状原理（Halbach 1980, Shute et al. 2000）。

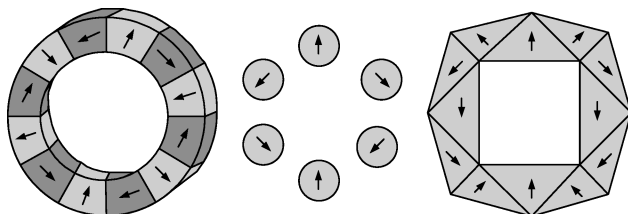


图 2.161 Halbach 圆柱和其变化形状

如图 2.159a 所示，由永久磁铁产生的磁场，在间隙  $l_g$  处的场强可以用下式估算：

$$H = \frac{J_m}{\mu_0} \left( 1 - \frac{l_g/D}{\sqrt{1 + (l_g/D)^2}} \right) \quad (2.244)$$

式中， $J_m$  是磁铁工作点的极化（见图 2.24）； $D$  是磁极的直径， $l_g$  是气隙长度。

从式 (2.244) 可得，在气隙处获得均匀强磁场，磁极直径  $D$  至少应该比气隙长度大几倍（因为  $l_g/D \rightarrow 0$ ，磁场  $H_{\max} \rightarrow J_m/\mu_0$ ）。在气隙处增大场强值的有效方法是让磁极变细。Dreyfus 在 1935 年预测磁极最优的梯度角是  $60^\circ$ ——更精确的是  $54.74^\circ$ （Fiorillo 2004）。

在变细的磁极的情况下，有可能平面磁极获得的磁场稍微大于最大值。在气隙处的磁场可以用下式进行估算（Fiorillo 2004）：

$$H = \frac{2J_m}{3\sqrt{3}\mu_0} \ln \frac{r_0}{r_g} \quad (2.245)$$

类似的效应在电磁铁中也可以得到。如图 2.162 所示，当用适当的电流对电磁铁进行励磁时，磁极的变细不会影响气隙中的磁场。但是如果磁轭处于饱和状态，磁极变细获得的磁场高于铁心电感饱和状态。气隙中的磁场可以用简化方程计算：

$$\mu_0 H \cong \mu_0 \frac{nI}{l_g} \quad (2.246)$$

虽然电磁铁气隙中的磁场主要依赖于每匝的电流，但是磁轭作为磁通集中器也发挥着重要作用。图 2.163 表示了带有磁轭电磁铁的两个例子，可以把磁场集中在测试区域。这样的装置在同步加速器加速中作为磁性透镜。

#### 2.12.4 任意波形的磁场源

多数情况下，磁性材料的性质和损耗依赖于励磁磁场的频率，所以表现为磁感应强度波形的谐波分量。Bertotti 确定了磁感应强度为三角形和正弦波形的损耗计算方法（Bertotti 1998）：

$$P_{\text{TRI}} = \frac{4}{3} \sigma t^2 B_m^2 f^2 \text{ 和 } P_{\text{SIN}} = \frac{\pi^2}{6} \sigma t^2 B_m^2 f^2 \quad (2.247)$$

这样，这两者之间的损耗差别为 20%，并且在这两种条件下不能直接比较损耗的



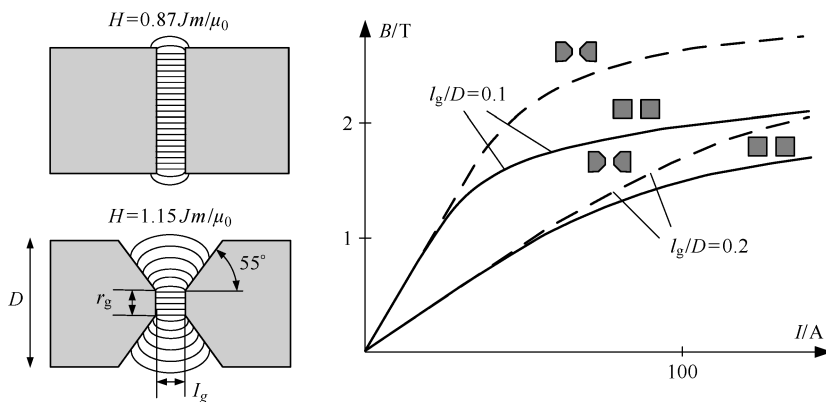


图 2.162 磁极为平面和锥形的磁铁和电磁铁

(左: 计算  $l_g/D = 0.1$  右: 磁轭特性为  $D = 250\text{mm}$ ,  $r_g = 50\text{mm}$ )

(After Measurement and Characterization of Magnetic Materials, Fiorillo F., Copyright (2004), from Elsevier.)

实验值。基于这个原因, 国际标准要求对励磁波形进行适当的限制, 已经确定在磁感应强度的正弦波形下对所有的材料进行测试。例如, 欧洲标准 EN60404 建议将二次侧(感应)电压的形成因数控制在  $V_{\text{rms}}/V_{\text{avg}} = 1.111\% \pm 1\%$ , 这意味着磁感应强度为纯正的正弦波形。

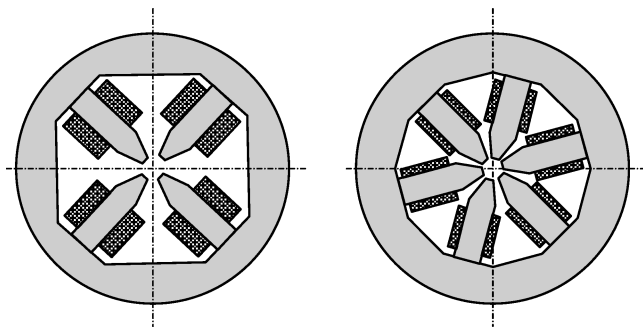


图 2.163 四个磁极和六个磁极的电磁铁

另一方面, 在与将来工作条件相同的条件下对磁性材料进行精确地测试, 来预测将来工作条件下参数也是合理的 (Moses 1987, Fiorillo and Novikov 1990, Moses and Tutkun 1997)。因此, 在特殊的情况下, 有可能需要控制磁场强度或者磁感应强度的任意波形。

对于相对低值磁场 (最大到 1T), 用有阻的电源给绕组供电, 可得到正弦波形的磁感应强度。但是磁场强度会发生畸变 (参见图 2.135), 有必要采用一些负反馈控制。有时采用如图 2.164 所示的简单反馈模拟电路就足够了 (Mazzetti and Soardo 1966, Baldwin 1970, Blundell et al. 1980, Sankaran and Jagadeesh Kumar 1983)。

对于更复杂的条件下 (磁化接近于饱和, 带有矩形磁滞回线材料等), 波形数字控制技术更通用和有效。通过施加数字控制的方法, 可解决典型逆问题是: 怎么改变输入 (通常指励磁电流) 去获取需要的磁感应强度。因为输入信号改变后, 样品的响应也会改变 (它依赖于激励的波形); 因此, 典型算法需要几步迭代 (连续的近似逼近

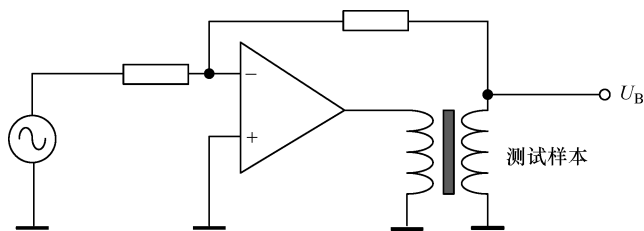


图 2.164 磁感应强度正弦波产生的反馈模拟电路

方法), 当波形因数  $V_{\text{rms}}/V_{\text{avg}}$  (或称为 THD 因数) 满足足够准确度时, 算法就应该停止。近来, 计算机已经足够快, 能通过实时计算获得这个停止条件, 但对于低频 (1Hz 及以下), 迭代过程要花上几分钟的时间。通过使用基于磁性材料特性预测算法, 迭代的控制过程就会变短 (Matsubara et al. 1995)。

波形控制最方便的是采用任意波形发生器 (额外仪器、计算板卡和软件) (Birkenbach et al. 1986, Bertotti et al. 1993, Spornic et al. 1998)。测试信号的一个周期确定每个  $h(t)$  和  $b(t)$ , 就可得磁滞回线  $b(t) = f(h(t))$  的关系, 如图 2.165 所示。从磁滞过程中, 可计算励磁电流的合适波形 (和图 2.135 类似)。

也可使用直接傅里叶变换对波形信号进行控制。Chatziilias 等人在 2003 年从输入信号中减去高次谐波 (也考虑了信号的相位差), 谐波是导致波形畸变的原因。通过傅里叶反变换能供给励磁电路正弦输入信号, 如图 2.166 所示。

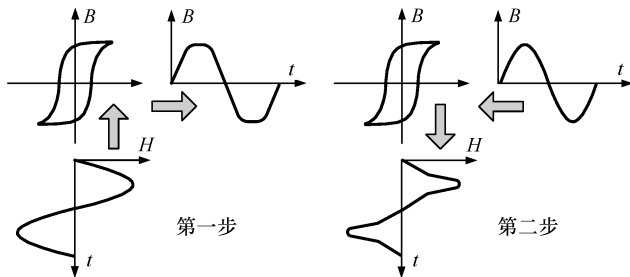


图 2.165 数字分析磁化曲线得到的磁感应强度正弦波

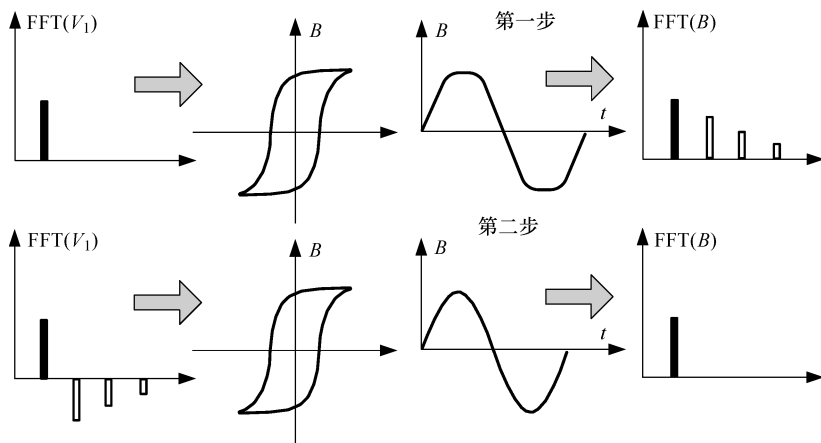


图 2.166 由 FFT 分析得到的磁感应强度正弦波信号

快速数字算法应用到发电机和磁化样品间的控制器或者适应滤波器上 (De Wulf et al. 1998, Grote et al. 1998, Zurek et al. 2004, 2005, Zurek and Moses 2005)。使用误差信号检测输入信号和测量信号之间的差异, 如图 2.167 和图 2.168 所示。这些算法都是多用途的——能与多种测试系统配合, 因为没有必要知道磁化样品或励磁磁轭性能, 将整个控制电路看成是一个“黑盒子”。通过波形模拟到数字信号转换之后, 由根据计算的误差信号对供电电压进行相应的修正。主要问题是在参考信号和测量信号之间建立完全同步的系统, 以修正“样品-样品”的误差特性。

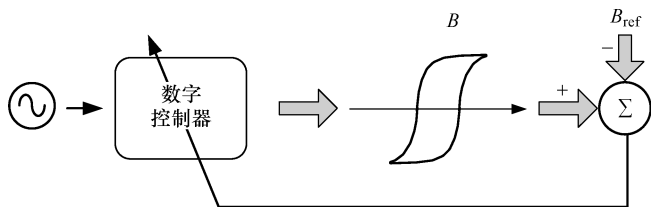


图 2.167 由数字控制器得到磁感应强度正弦波形

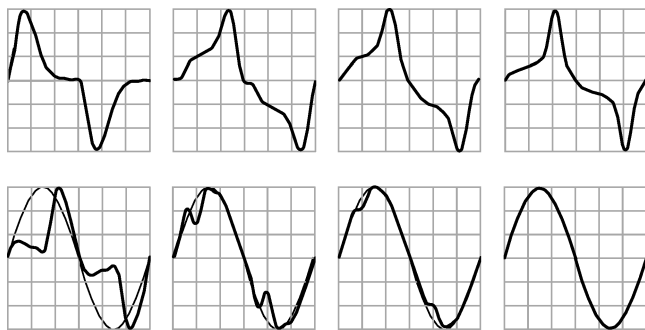


图 2.168 比例控制器的最后四步迭代过程

(最上面一行: 磁化电流, 底部: 磁感应强度和基准信号)

(From Baranowski, 2008.)

图 2.169 使用感知神经网络进行波形控制的原理 (Baranowski 2008, Baranowski et al. 2009)。初始正弦信号是从虚拟信号发生器  $x$  的  $n$  采样个样本获得的。开始时, 神经元权重是随机的, 有数模转换器将神经网络  $y$  信号转化成模拟信号, 然后经功率放大器提供给磁化样品。

二次绕组的电压正比于  $dB/dt$ , 并再次转化  $a$  成数字信号  $b$  的形式。使用误差信号 ( $b$  信号和参考信号  $b_{ref}$  之间的差异) 适当的调整神经元权重。图 2.170 给出了初始信号  $y$  和  $b$  与完成迭代后相同信号结果的对比。迭代次数和转换时间依赖于样品和磁感应强度值。例如, 对于 1.7T 的晶粒取向钢, 需要重复 20 个迭代周期, 在 50Hz 情况下需要大约 5s 的时间。

数字控制 (包括应用人工神经网络) 的主要优点是: 可以容易地获得实用磁感应强度或磁场强度的任意波形。图 2.171 表示三角形和梯形信号的例子。

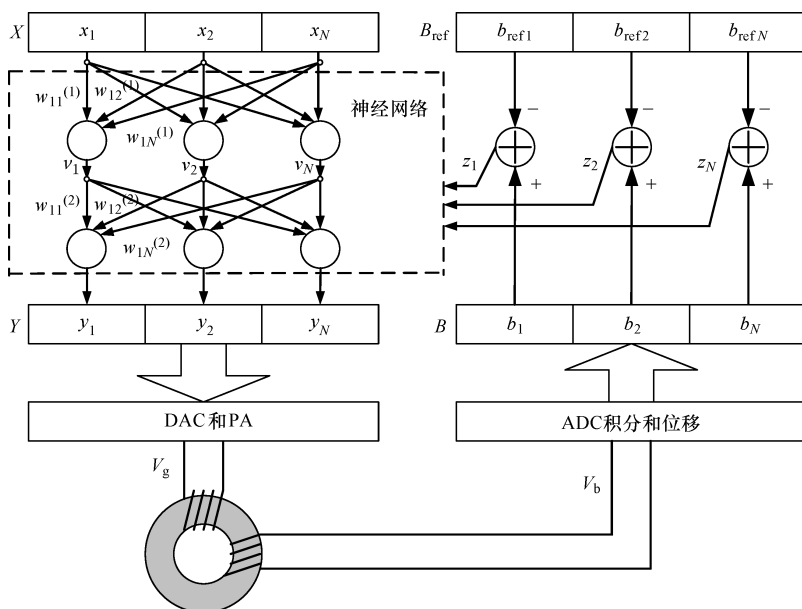


图 2.169 通过神经网络得到的感应正弦波

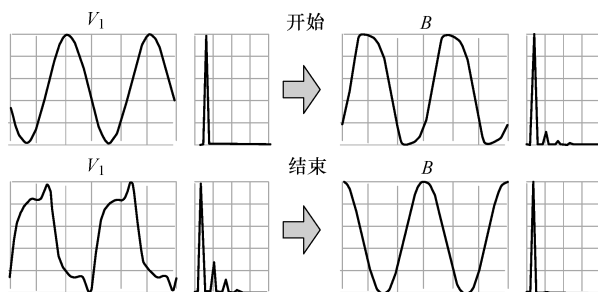


图 2.170 感知神经网络控制的磁感应强度正弦波

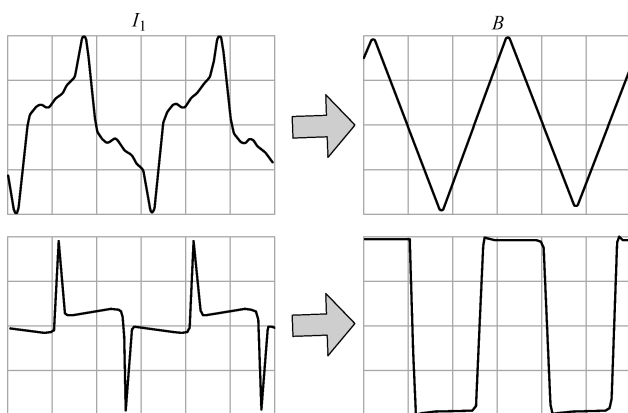


图 2.171 磁感应强度的三角形和梯形波 (左边对应磁化电流波形)

## 2.13 测试材料的样品和电路

### 2.13.1 $B$ 和 $H$ 值的测量

由于退磁场导致所有磁性材料的实际测试结果都依赖于样品的形态。因此，通常依据测试样品来确定材料的磁性能。而且，在制备样品时也可改变其性能（例如通过切割），并且退火减压也不会回到与处理前完全相同的状态。最好是测试时与实际应用中采用相同情况，采用环形样品中多是这种情况。

尽管如此，有必要比较多种磁性材料的假定的重复率——例如在不同实验室测试同一种材料。因此，国际标准规定了精确的测试条件<sup>⊖</sup>。

例如，IEC60404-2 标准详细描述了爱波斯坦方圈测试方法。虽然爱波斯坦方圈是能否从物理意义上正确地获得磁性能仍然在讨论之中（Sievert and Ahlers 1990），但在

---

⊖ 最近 IEC 推荐采用下面标准测试材料磁性能：

IEC 60404 - 1 "Magnetic materials ~ Part 1: Classification"

IEC 60404 - 2 "Magnetic materials ~ Part 2: Methods of measurements of the magnetic properties of electrical steel sheet by means of an Epstein frame"

IEC 60404 - 3. "Magnetic materials ~ Part 3: Methods of measurement of the magnetic properties of magnetic sheet and strip by means of a single sheet tester"

IEC 60404 - 4 "Magnetic materials ~ Part 4: Methods of measurement of the dc magnetic properties of magnetically soft materials"

IEC 60404 - 5 "Magnetic materials ~ Part 5: Permanent magnet (magnetically hard) materials. properties"

IEC 60404 - 6 "Magnetic materials ~ Part 6: Methods of measurement of the magnetic properties of magnetically soft metallic and powder materials at frequencies in the range 20 Hz to 200 kHz by the use of ring specimen"

IEC 60404 - 7 "Magnetic materials ~ Part 7: Method of measurement of the coercivity of magnetic materials in an open magnetic circuit"

IEC 60404 - 8 "Magnetic materials ~ Part 8 - 1: Specifications for individual materials - Magnetically hard materials"

IEC 60404 - 9 "Magnetic materials ~ Part 9: Methods of determination of the geometrical characteristics of magnetic steel sheet and strip"

IEC 60404 - 10 "Magnetic materials ~ Part 10: Methods of measurement of magnetic properties of magnetic sheet and strip at medium frequencies"

IEC 60404 - 11. "Magnetic materials ~ Part 11: Method of test for the determination of surface insulation resistance of magnetic sheet and strip"

IEC 60404 - 12. "Magnetic materials. Part 12: Guide to methods of assessment of temperature capability of interlaminar insulation coatings"

IEC 60404 - 13. "Magnetic materials ~ Part 13: Methods of measurement of density, resistivity, and stacking factor of electrical steel sheet and strip"

IEC 60404 - 14. "Magnetic materials. Part 14: Methods of measurement of the magnetic dipole moment of a ferromagnetic material specimen by the withdrawal or rotation method"

实验室内测试其重复性达1%的水平（磁测量结果很令人满意）。制造商有时会在数据表中简单写出“爱波斯坦数据”。

如果样品磁路是闭合的会是最佳状态，例如圆环形铁心，如图2.172a所示。首先，均匀的闭合样品磁化到高磁感应强度更容易。因此，像薄片或者细长条这样的开路式样品通常用外部磁轭（最好是对称结构）对其闭合磁路处理，如图2.172b所示。当不可能闭合磁路时，就使用完全开路样品，如图2.172c所示——例如测试小型矿物样品、薄片元件或者小型磁铁。

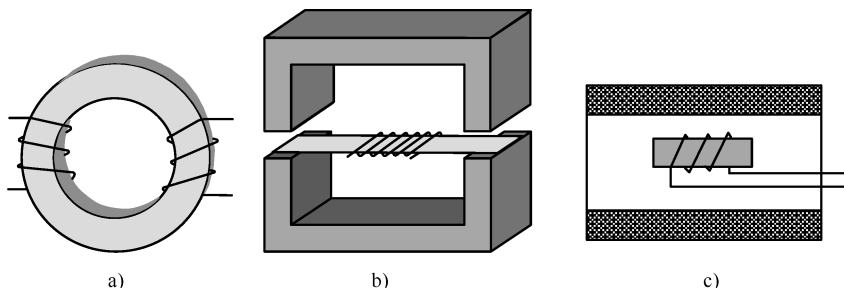


图2.172 a) 闭合磁路样品 b) 利用轭铁形成闭合磁路 c) 不闭合磁路

在闭合样品中，确定磁路的近似平均长度  $l$ ，并由安培环路定律计算磁场强度  $H$ （已知励磁电流  $I$  和线圈匝数  $n_1$ ）：

$$H = \frac{n_1 I}{l} \quad (2.248)$$

依据法拉第电磁感应定律确定磁感应强度  $B$ （已知样品中穿过的磁通面积  $A$ ，感应电压  $v(t)$ ，绕组匝数  $n_2$ ）：

$$B(t) = -\frac{1}{An_2} \int v(t) dt \quad (2.249)$$

确定的  $B$  和  $H$  值均含误差。仅在推荐尺寸的圆环样品中（下一节讲述），可假定  $l = \pi d_{av}$ 。

在其他情况下，可能仅已知磁路  $l$  平均长度的近似值。因此，测试中直接测量磁场强度会更可信，就像样品表面场强切向分量（根据式（2.146）的麦克斯韦方程）（Pfützner 1991, Nakata et al. 2000）。基于这个目的，采用霍尔传感器和磁阻传感器。但最普通的是切向磁场分量测量，可使用线圈传感器——扁平线圈 H 形传感器或 Rogowski-Chattock 线圈（Rogowski-Chattock 电位计 [RCP]）（Iranmanesh et al. 1992, Shirkoohi and Kontopoulos 1994）（见图2.173）。

如果 H 线圈传感器没有正确安放在样品表面（例如由于传感器自身厚度），可采用多线圈测量并推导样品表面场强结果（Tumanski 2002）。Nakata 提出使用两个 H 线

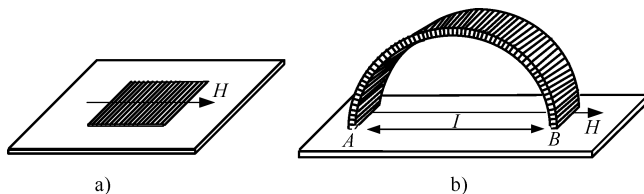


图2.173 磁场强度的测量工具

a) 水平 H-线圈传感器 b) Rogowski-Chattock 线圈

圈系统，可提升测量磁场强度的准确性（Nakata et al. 1987）。

当测量样品中磁感应强度时，通常要能准确确定样品中磁通垂直穿过的面积。因为样品厚度会在长度  $l$  范围内变化，从样品的质量  $m$  就可计算平均面积（采用标准 IEC60404-2 推荐称出样品的重量，且已知材料密度  $\rho$ ）：

$$A = \frac{m}{\rho l} \quad (2.250)$$

测量磁感应强度的另一个误差是传感线圈不能接近样品表面。在这种情况下，整个磁通被分成两部分——在样品区域  $A_{Fe}$  和在线圈中区域  $A_c$ ：

$$\Phi = nA_{Fe}B + n(A_c - A_{Fe})\mu_0 H \quad (2.251)$$

假定样品中磁感应强度是  $\Phi/nA_{Fe}$ ，误差为

$$\Delta B = \left( \frac{A_c}{A_{Fe}} - 1 \right) \mu_0 H \quad (2.252)$$

因此，测量  $B$  线圈应该尽可能靠近样品表面。如果  $B$  线圈缠绕样品整个长度会更好，但是有时只把  $B$  线圈放在样品中心。对于一次侧励磁绕组不会出现这种情况（通常缠绕在二次绕组外部），应该缠绕整个样品长度，这是为了最小化由杂散或不均匀场引起的额外误差。

如果想确定  $B$  和  $H$  的局部值，不能使线圈绕在整个样品上。这样的测量要使用  $H$  形线圈。确定磁感应强度局部值会更困难一些，通常测量中有必要在传感线圈上钻几个小孔，如图 2.174a 所示。钻小孔具有破坏性，因此逐渐被用针探测的方法所代替，如图 2.174b 所示（Yamaguchi et al. 1998, Senda et al. 1999, Loisos and Moses 2001, Pfützner and Krismanic 2004）。

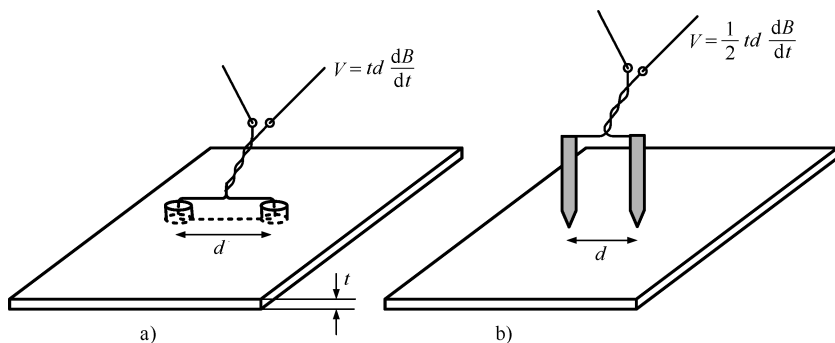
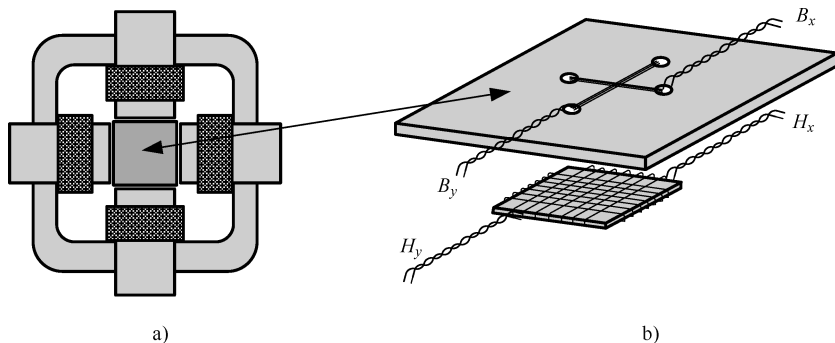


图 2.174 磁感应强度局部值的测量

在 2D 测量的情况下，通常在样品上绕上线圈是不可能的（图 2.175a 所示）。因此，要使用  $H$  绕组切线测试法和针探测测试法（或钻孔方法），如图 2.175b 所示。

### 2.13.2 环形铁心

环形铁心样品通常制备方法有：由带状或条状绕制成（见图 2.176a）、冲压（见图 2.176b）和将磁粉粘合在一起（见图 2.176c）。第一种方法最常使用，因为在选定方向上（通常是旋转方向）能使材料各向异性表现最好。这种样品与理想情况很接

图 2.175 二维空间  $B$  和  $H$  计算 a) 检测设备 b) 传感器

近——它是尺寸完美的闭合磁路，磁路长度等于  $2\pi r_0$  ( $r_0$  是平均半径， $r = (r_e + r_i)/2$ ， $r_e$  是环的外半径， $r_i$  是内半径)。

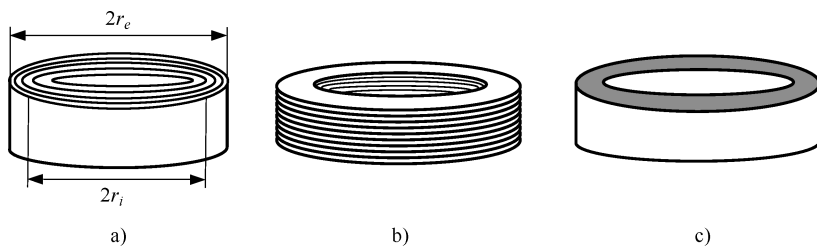


图 2.176 环形磁心的三个例子

a) 绕组带状物环绕 b) 多层片冲压环形铁心 c) 磁粉粘结

这种样品的主要缺点是制备过程冗长——励磁线圈应均匀地绕在整个环周围。虽然近些年，有一些商用绕组机械能缠绕这种线圈，然而像条形样品或爱波斯坦样品却不易制备。而且，在条形线圈绕制后，样品还需要完成减压和退火过程。基于这个原因，环形铁心是最主要测试样品，尤其是当最后的铁心产品是环形（例如变压器、电感）的时候。

进一步讲，在实际中环形样品距离理想情况相差很远。即使高磁导率情况下，磁通也不会完全集中在样品内——在铁心周围存在着杂散磁场。样品中磁场本身并不是一致的，在环形内径附近最大，且外边缘与距离关系不是线性减小的。这就是为什么确定磁路长度为：

$$l = 2\pi \left( \frac{r_e + r_i}{2} \right) \quad (2.253)$$

需要满足条件  $r_e/r_i < 1.1$ （根据标准 IEC60404-4<sup>①</sup>）。如果这个比例更大，确定磁场值用下式：

① T 60404-6 标准这个比值限制在 1.25。



$$\bar{H} = \frac{1}{r_e - r_i} \int_{r_i}^{r_e} H dr = \frac{nI}{2\pi(r_e - r_i)} \int_{r_i}^{r_e} \frac{dr}{r} = \frac{nI}{2\pi(r_e - r_i)} \ln \frac{r_e}{r_i} \quad (2.254)$$

这样, 如果这个比例满足  $1.1 < D_e/D_i < 1.6$ , 磁路长度就可确定为

$$l = \pi \frac{r_e - r_i}{\ln(r_e/r_i)} \quad (2.255)$$

因为样品中明显磁场不均匀, 所以不建议  $r_e/r_i$  比例高于 1.6。Nakata 等人在 1992 年对不同的  $r_e/r_i$  值分析了误差。如果比例超过 1.5, 确定  $B$  和  $H$  值的误差就会很明显, 尤其是在低励磁情况下。Nakata 还提出了一种专门的数值插值方法, 当样品具有非传统的比例时 (对于  $r_e/r_i < 3$ ), 这种方法可以降低误差。

与平均半径  $r_0$  (此处磁场假设为  $H_0$ ) 距离  $x$  处磁场强度  $H_x$  可由下式确定:

$$H_x = H_0 \frac{r_0}{r_0 + x} \quad (2.256)$$

外表面和内表面磁场强度为:

$$H_i = \frac{r_i + r_e}{2r_i} H_0 \text{ 和 } H_e = \frac{r_i + r_e}{2r_e} H_0 \quad (2.257)$$

这意味着  $H_i/H_e = r_e/r_i$ 。从实验结果可以得出,  $H$  和  $B$  在径向分布关系是非线性的。

标准中建议的上述  $r_e/r_i$  值, 会与其他几何参数, 像内径  $2r_i$  和样品高度  $h$  一起影响测量参数。Grimmond, Ling 和 Moses 对这个问题进行了分析 (Moses 1987, Grimmond et al. 1989, Ling et al. 1990)。他们测量了不同尺寸样品的损耗、导磁性和励磁电流, 并估算出用其他方法计算得到结果是不同的。图 2.177 表示样品多种内径和多种高度的磁感应强度分布实验结果。

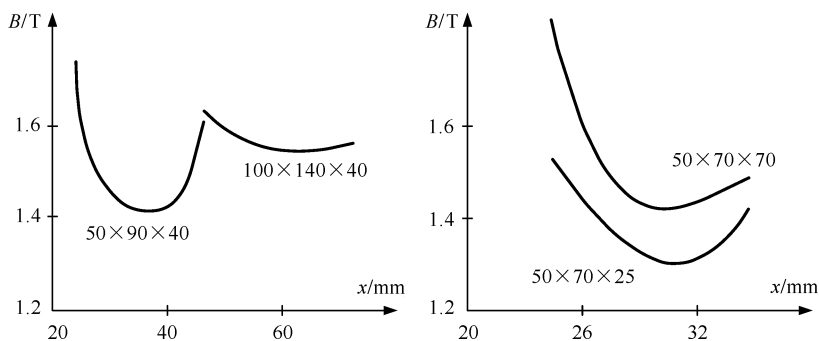


图 2.177 实验得到的多种内径和多种高度样品的磁感应强度分布 (样品尺寸:  $D_i \times D_e \times h$ ) (After Ling, EC. Y. et al., Ann. Fis., 86,99,1990.)

从图 2.177 所示的结果可以明显看出, 环形样品应该有大内径和大宽度 (环形高度)。几何因子会影响下列附加效应:

- 1) 铁心从薄细长条制作成螺旋状, 意味着磁通被限制在狭小的气隙空间里。这会引入额外的磁通分量, 产生额外涡流损耗。
- 2) 细长条的宽度小的穿孔会引起边缘效应影响。

3) 切割压力会引起材料的性能降低。幸运的是,正确退火处理会极大降低这种效应。例如,在退火处理前测量环形样品损耗是退火处理后的两倍多。

标准 IEC60404-4 也提到了在环面样品中可能存在的另一种效应。均匀切面缠绕的励磁线圈可等效为假想的一个单匝圆形线圈。这一匝可以与二次绕组的假想单匝线圈切面相耦合。当样品磁导率低时,需要注意这种效应——例如在饱和点附近时。因此,实际测量中应采取额外补偿措施。标准建议对励磁线圈绕偶数层来降低这种效应——沿着顺时针和逆时针方向交叉绕制。在高频情况下(几 kHz 甚至更高),绕组间的耦合电容扮演重要角色,不得不予以考虑。

从上面讨论中可以看到,真正的圆环铁心样品与理想状况相差甚远,为了获取正确测量结果,应该满足一定几何尺寸的条件。

### 2.13.3 爱波斯坦方圈

爱波斯坦方圈经常用在电工钢片材磁性研究中,由于其有以下优点:

1) 样品和绕组在标准 IEC60404-2 中都有详细说明,这会保证实验室内比较时有良好的重复性和符合性。

2) 经验丰富的实验室工作者能在短于一分钟的时间内准备测试装置(组装多个细条样品)。

3) 样品由细条组成,规格为  $30\text{mm} (\pm 0.2\text{mm}) \times 280 - 320\text{mm} (\pm 0.5\text{mm})$ ,这很容易制备(尽管在这种情况下建议对样品进行减压退火处理)。

爱波斯坦方圈(见图(2.178)和图(2.179))最初是由 50cm 的方圈组成的。近些年,更小版本 25cm 的方圈由 Burgwin 在 1941 年提出,并标准化使用。

爱波斯坦方法仍然具有争议性(Sievert 1987, Sievert and Ahlers 1990),因为测量的损耗仅仅是一个大概值(从纯物理角度来看)。主要的不确定性是在方圈角落——在此处磁路无法确定发生了什么,疑问是如何确定磁路长度,尤其是当测试各向异性材料时(如图 2.16 所示磁通沿临界角度  $55^\circ$ )。标准中简化并忽略了所有这些问题,并认定  $l=0.94m$ 。

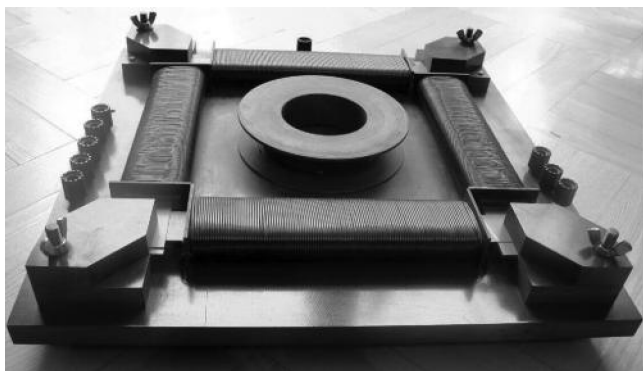


图 2.178 爱波斯坦例子

另一个爱波斯坦测试的缺点是其具有消极性,是一种离线方法且非常难以实现自动化。样品相对大重量和尺寸常常被认为是结构的优点(因为平均要考虑材料的非一

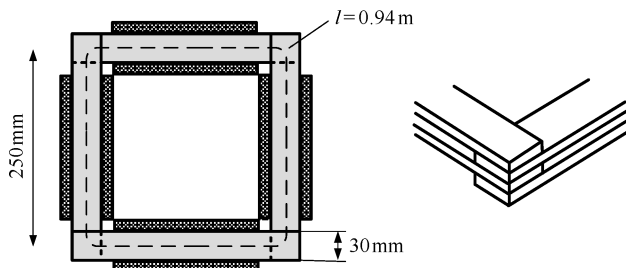


图 2.179 爱波斯坦：绕组、样品排列和角落的安排

致性)，这就使优点有时候会成为短板，例如对于新的非晶或纳米晶材料。

在爱波斯坦框中，绕组被固定着，由两套 4 个互相串联的螺线管组成——每个线圈 19cm 长。第一套线圈——测量绕组 175 匝（一共 700 匝），每匝都用  $0.8\text{mm}^2$  的铜线。励磁线圈用  $1.8\text{mm}^2$  双导线三层绕制——总匝数也是 700 匝<sup>⊖</sup>。在两个线圈之间嵌入铜静电屏蔽，建议线圈内部长方形截面积  $10\text{mm} \times 32\text{mm}$ 。如图 2.178 所示，在中间部分插入一个互感电感（空心变压器）来补偿杂散磁通（线圈和样品交叉区域存在空隙）。这个电感一次绕组串联接在励磁线圈上，二次侧与测量绕组采用同样处理方法，这样当装置没有铁磁体样品时，输出电压为零（低于 0.1% 的二次侧电压典型值）。

测试的样品是由四个细长条组成，细长条组成边长为 25cm 的正方形。在角上这些细长条双双重叠，如图 2.179 所示。允许承载的压力为 1N，样品全部重量应该会超过 240g。为了组成这个正方形圈，使用足够的 28cm 长细长条。如果长度更大一些，要考虑样品总重量  $m$ ，计算确定有效重量  $m_e$ 。

$$m_e = \frac{0.94}{4l} m \quad (2.258)$$

总重量已知，并已知材料密度  $\rho$  的情况下（ $\rho$  的通常会由材料制造商给出），可以确定样品截面面积  $A$ ：

$$A = \frac{m}{4l\rho} \quad (2.259)$$

爱波斯坦方法的可靠性和准确性仍然在争论之中。不确定性的主要问题是角落效应，与之相关的是磁路长度的估计。Dieterly 测试了不同尺寸爱波斯坦方圈，并且对多个样品和环形铁心进行了结果比对。对于固定磁路长度 0.94mm，获得的结果有良好的相关性。在正弦励磁下，Marketos、Zurek 和 Moses 对两组不同尺度爱波斯坦方圈进行了类似的研究（过程中允许对角落效应估计）。确定了更为准确有效平均磁路长度——结果如图 2.180a 所示。可以看到，对于传统非取向钢片和粒状取向钢片，多数磁路长度确实等于 0.94m。但是，对于高磁导率钢片和垂直于旋转方向的粒状取向钢切片，差异却很明显。而且，在高于 1.5T 时，磁路长度逐渐影响测量结果。

还有，有人对爱波斯坦方法结果和单片测试器（SST）结果进行了对比（Ahlers 和

⊖ 60404-10 标准允许中频时采用 200 匝。

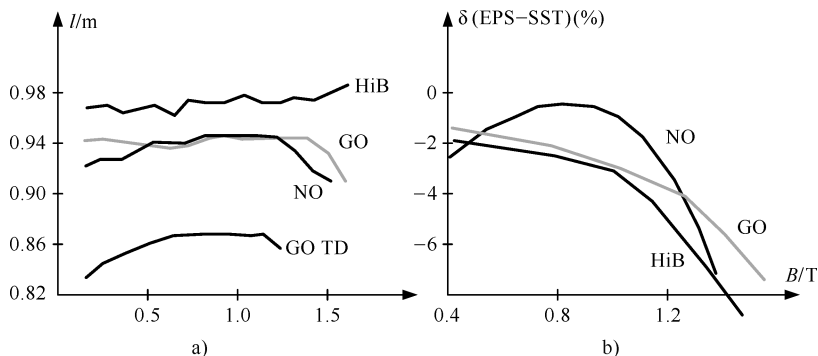


图 2.180 爱波斯坦测试结果：估计磁路平均长度和对比带状样品损耗 (GO, 晶粒取向钢, NO, non-oriented steel, HiB, HiB 钢, GO TD, 横向轧制晶粒取向钢)

(After Marketos, E et al., IEEE Trans. Magn., 43, 2755, 2007; Ahlers, H. and Sievert, J., J. Magn. Magn. Mater., 26, 176, 1982.)

Sievert 在 1982 年, Moses 和 Hamadeh 在 1983 年)。Moses 预计使用爱波斯坦方圈, 结果要大于使用 SST 的情况, 并且依赖于材料的批次, 这个差异能达到 20%。图 2.180b 给出了由 Ahlers 得出的结果。依赖于材料的种类, 这个差异适度地变小了, 但是会随着极化逐渐增大 (前提是我们确实假定 SST 是可靠的标准)。

除去角落效应之外, 爱波斯坦方法误差也会受到励磁不均衡的影响。在局部探测线圈帮助下, 图 2.181 给出了极化执行分布测量的结果 (Fiorillo 2004)。可以看到在 19cm 长的范围内, 励磁螺线管磁场是均匀的, 仅在细长条中央位置励磁是均匀的, 这会导致附加误差。无论如何, 即使测量结果存在误差, 由于高水平标准化和宽利用率, 爱波斯坦方圈仍具有可重复性和再现性的优点。

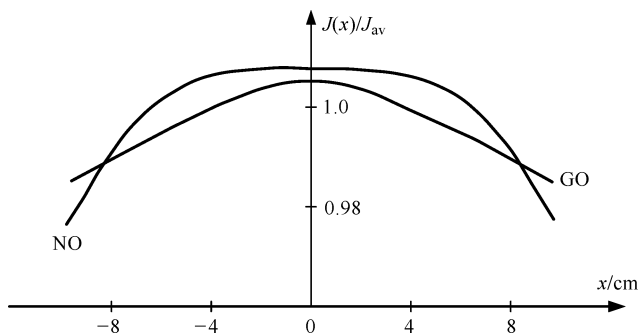


图 2.181 爱波斯坦长条带中极化分布

(After Measurement and Characterization of Magnetic Materials, Fiorillo, E, Copyright (2004), from Elsevier.)

#### 2.13.4 单一薄片和单一细长条的测试器

图 2.182 使用 SST 和爱波斯坦方圈法对两种电工钢片不同样品进行测试, 并对结

果进行了比较 (Tumanski and Baranowski 2007)。可以看出, 从多于 24 个细长条计算得出的平均值和爱波斯坦结果对应一致性较好。但是, 反过来说, 爱波斯坦方圈结果丢失了很多材料不均衡的信息。

图 2.182 SST 与爱波斯坦方法相比单层薄细长条测试器有许多优势, 代替经典环形铁心, 在应用中具有以下重要优点:

- 1) 需要很少的材料进行测试——避免了材料的很多浪费;
- 2) 测试材料的非均衡性包括局部测量, 并且同时, 通过对许多样品进行测量, 然后取平均值来测量一大块区域。

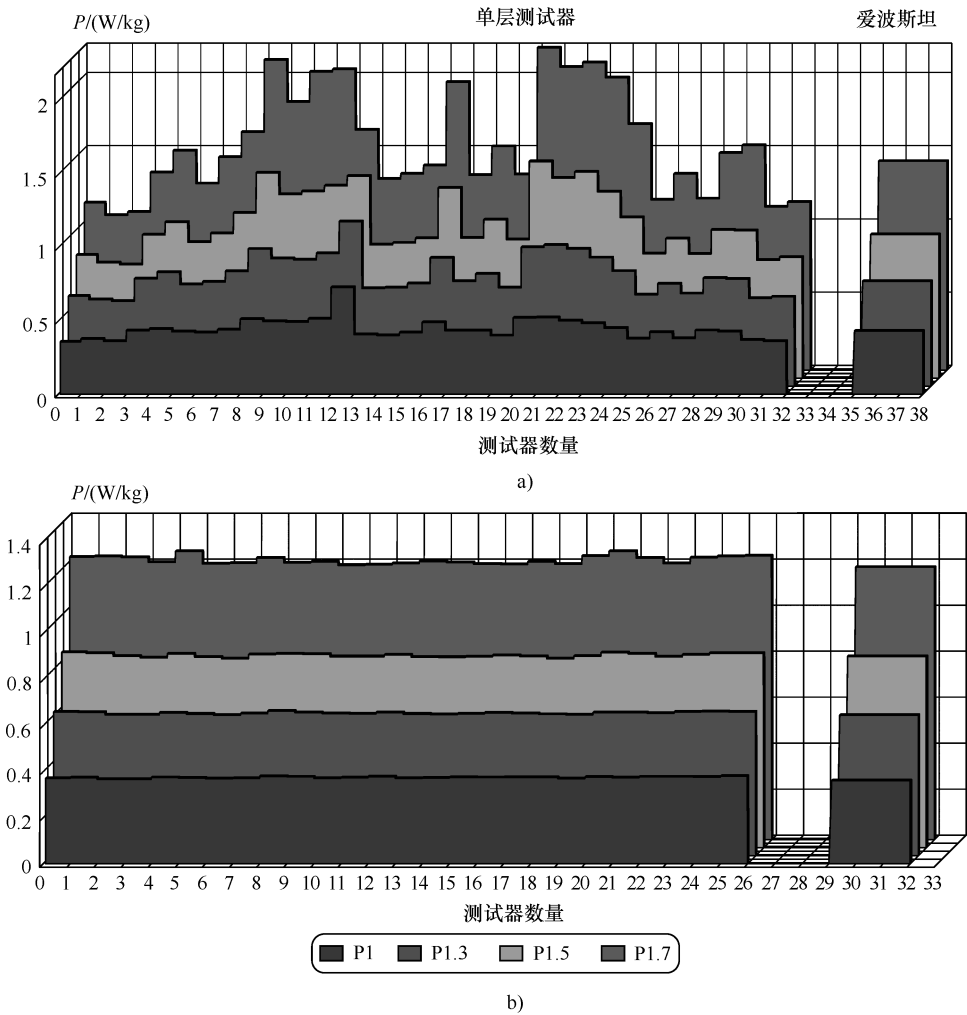


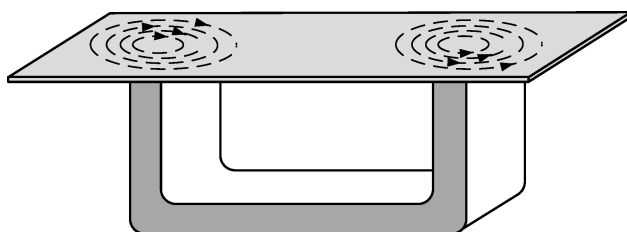
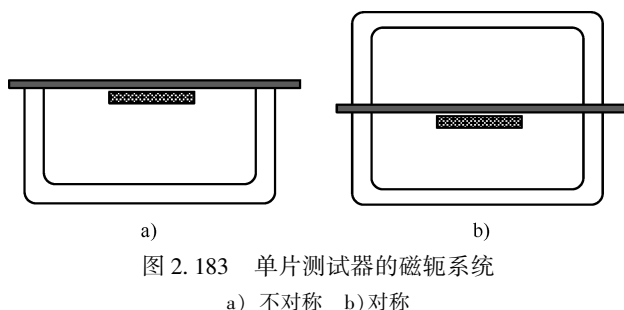
图 2.182 使用 SST 和爱波斯坦方圈对两个电工钢片不同样品测试结果的对比  
a) 材质均匀样品 b) 材质不均匀样品

- 3) 虽然爱波斯坦方圈组装相当快, 但是它仍然是离线测试——用薄片材料

(SST) 测试样品, 可以设计成在线测试系统 (Iranmanesh et al. 1992, Khanlou et al. 1995, Zemanek 2009)。

4) 正确的设计细长条或者薄片测试器可以高准确度地测定材料参数。

如前面的讨论, 当处理像薄片或者细长条那样的开路式样品时, 用一个磁轭闭合磁路 (见图 2.183)。不对称的磁轭会让事情简化, 并容易靠近样品。但不幸的是, Mikulec 证明: 在精确交流测量中不能采用不对称磁轭, 因为磁轭极上的额外涡流损耗会引起误差, 如图 2.184 所示。单面结构配置仅在需要接近样品时采用, 但测量系统不太精确。



当样品长于磁轭时, 由涡流效应引起的误差就会明显增大, 这在实验和数值仿真中都得到了证实。如果对样品进行对称励磁, 来自磁轭两部分 (顶部和下部) 的涡流就会互相补偿。

典型例子是励磁的一次绕组和二次测试绕组 B 线圈都缠绕在样品上 (见图 2.185)。对于  $H$  的测量, 两种技术都要用到: 直接使用  $H$  线圈或间接从磁化电流计算磁场 (Nakata et al. 2000, Pfützner 1991)。

$H$  线圈方法主要优点如下:

- 1) 直接测量磁场强度 (避免确定磁路长度带来的难题)。
- 2) 如果把传感器放在样品的中心部分, 就会减少样品励磁不一致性带来的难题。

$H$  线圈方法主要的不足 (与励磁电流方法相比较) 如下:

- 1) 小信号易受杂散磁场干扰。
- 2) 有必要使用集成放大器。
- 3) 测试结果还依赖与线圈与样品表面距离。

最后一个难题可通过两个或者多个  $H$  线圈, 向薄片表面方向采用外推法得到结果 (Nakata et al. 1987, Tumanski 2002)。不采用两个  $H$  线圈, Pfützner 在 1991 年提出可使用

一个线圈在两个位置测量。Matsubara 等在 1989 年已证明两个 H 线圈系统也可以降低由不对称磁轭涡流引起的误差。图 2.185a 给出了带有两个 H 线圈的 SST 典型设计图。

磁路长度不确定性的难题可用补偿方法进行解决，如图 2.185b 所示。这种原则最早由 Iliovici 在 1913 年提出，由 Mikulec 在 1981 年和在许多学者（Nafalski et al. 1989, Iranmanesh et al. 1992, Khanlou et al. 1995）后续改进这种方法<sup>①</sup>。使用 RCP 测量点 A 和点 B 之间的磁场，如图 2.174 所示，经过放大后，传感器输出信号反馈给补偿绕组达到补偿状态——当输出信号等于零时，就意味着  $H_{A-B}=0$ 。在这种状态下，气隙中磁场  $H_a$  和磁轭中磁场  $H_{Fe}$  互相补偿：

$$H_a l_a + H_{Fe} l_{Fe} = H_{AB} l_{AB} + nI = 0 \quad (2.260)$$

和

$$H_{AB} l_{AB} = nI \quad (2.261)$$

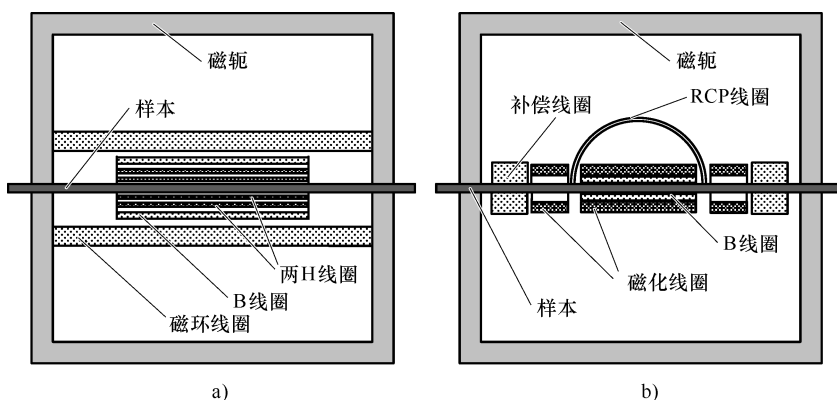


图 2.185 SST 设计

a) 带 H-线圈 b) 带补偿方法

这样从磁化电流  $I$  中可以确定样品中的磁场  $H_{AB}$ ，因为磁路长度已知——在这种情况下，磁路长度就等于点 A - B 之间的距离。

在 IEC60404-3 标准中描述了 SST 方法，虽然没有爱波斯坦方圈规定的严密。如图 2.186 所示，对磁轭尺寸和样品尺寸都进行了规定——长度不短于 50cm。由电工钢片制成的大样品和磁轭会导致整个设备非常重，确定这样大样品尺寸是为了与爱波斯坦方圈统一样品，便于结果比较。建议绕组模板（样品矩形内截面尺寸为  $5 \times 510\text{mm}$ ）长度为 445mm（绕组不短于 440mm）。磁路长度固定在  $l = 450\text{mm}$ （精确的磁轭极间的距离）。

在直流测试的情况下，样品很少会是细长条或者薄片的形式，更多的则是棒状、圆柱和圆筒状。在这种情况下，样品用磁轭进行闭合形成整导磁体。图 2.187 列出了 IEC60404-4 标准给出的两种磁导计。第一种称为 A 型磁导计（图 2.187a 所示），源于 Hopkinson 磁导计。励磁线圈放置在样品周围，测量  $B$  和  $H$  时，使用磁传感线圈和切向线圈（后一个可以用 MR 或者 Hall 传感器来代替）。第二个（见图 2.187b），称为 B 型

① 在 Iliovici 磁导计中，A 点和 B 点磁场是通过专用小的磁轭——新型磁导计，磁轭被 RCE 替代。在 Iliovici 磁导计中，补偿状态时人工进行的——在新仪器上是有反馈补偿的。



磁导计，源于 Neumann 磁导计。在磁轭上缠绕励磁线圈，使用磁传感线圈和 Rogowski-Chattock 线圈测量  $B$  和  $H$ ，线圈传感器应该连接在磁通计上。

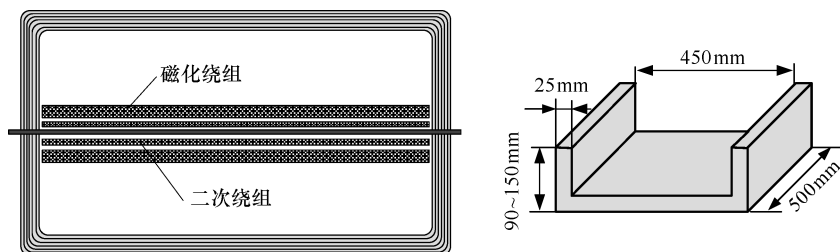


图 2.186 IEC 标准 60404-4 推荐的 SST 系统

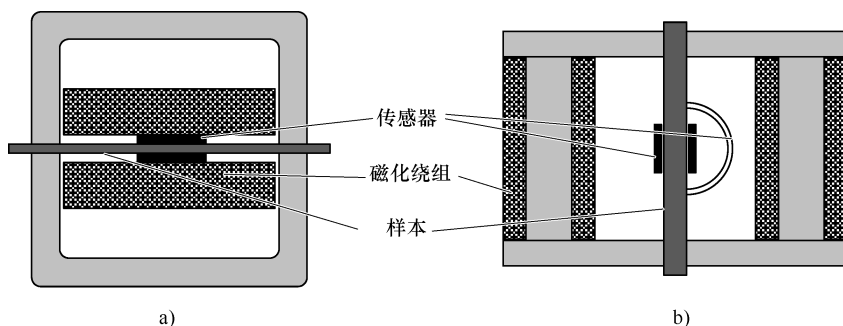


图 2.187 EC 标准 60404-4 推荐的磁导计

a) 类型 A b) 类型 B

### 2.13.5 二维空间的测量样品

在 2D 测量中（例如旋转损耗测量），需要两个励磁线圈系统和两个测量传感系统——对应于  $x$  分量和  $y$  分量。二维测量系统仍然还没有实现标准化，因此不同实验室使用不同测试器的概念。最流行样品是正方形样品（典型的  $10 \times 10\text{cm}$ ），如图 2.188 所示（Brix et al. 1984, Enokizono et al. 1990a, b, Sievert et al. 1990, Zhu and Ramsden 1993, Salz 1994）。

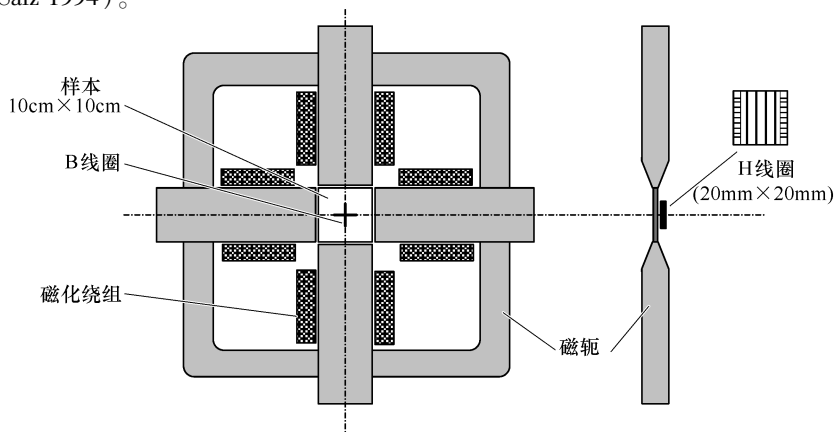


图 2.188 附带正方形电工钢片材样品的二维空间检测仪



因为样品是相对小的矩形，所以励磁的分布是不均匀的（Enokizono and Sievert 1989, Nencib et al. 1995, Makaveev et al. 2000, Jesenik et al. 2003, 2004, Tumanski et al. 2004）。图 2.189 给出了样品中进行磁场研究的实验结果。

虽然在样品中心的测试区域比  $2 \times 2\text{cm}$  小一些，但是磁场分布不均匀性仍然很明显。这就是建议样品用六边形或平滑圆形等其他形状的原因，如图 2.190 所示。

接着 2D 测试的思想，提出了 3D 测试样品和设备的想法。图 2.191 给出了一个立方体样品 3D 设备测试的例子。

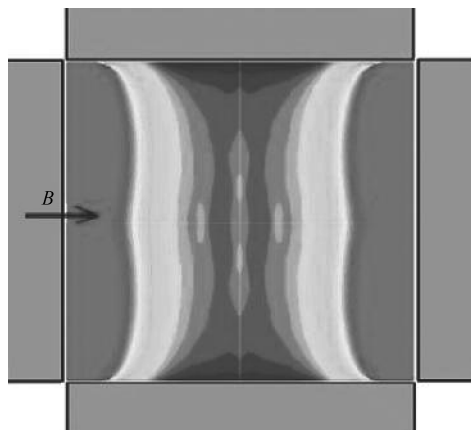


图 2.189 基于 RSST 设备的正方形样品磁场分布实验结果

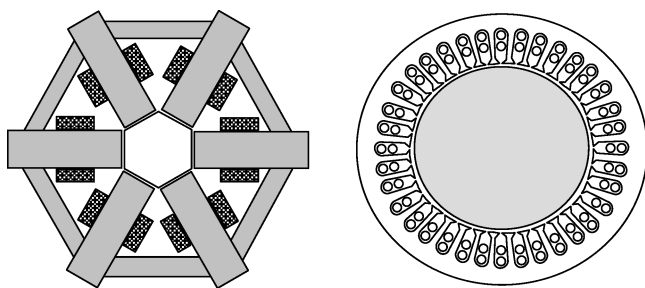


图 2.190 带六角形和环形样品的旋转单片测试仪（RSST）

所有给出的样品测量结果都是依赖于形状的，测试仅仅为了获得选定样品的磁性材料性质。因此在相同情况下用一种测试器，有时测试结果明显不同也就不足为奇了。

找到合适的样品和磁性材料的测试设备是非常有意义的事情。可能的薄片样品是个好的备选，比垂直磁轭大得多（忽略退磁磁场影响）。图 2.192 给出了一种这样的 2D 测量系统例子。

### 2.13.6 开路样品

开路样品应用的主要难题是受去磁磁场影响（各向异性形状，见 2.5.3 节）。结果磁化磁场  $H$  由于与

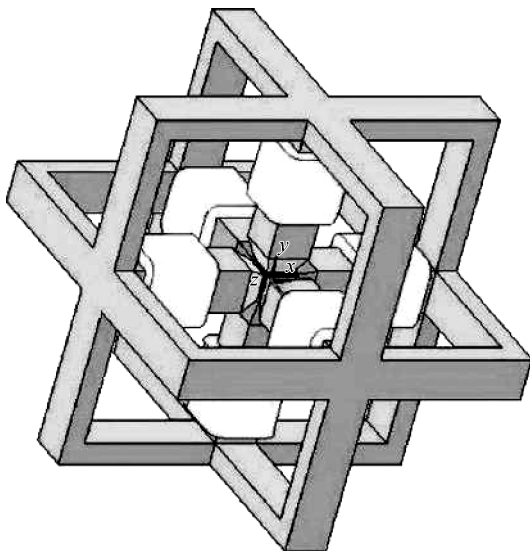


图 2.191 对磁环材料进行 3D 检测的设备

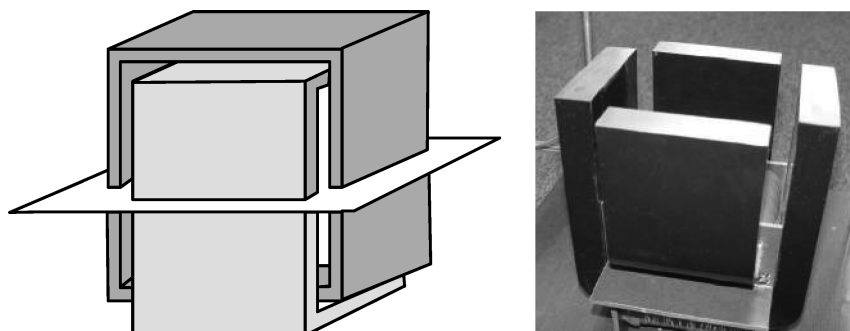


图 2.192 比垂直磁轭系统更大的片状样品设备的例子（右侧照片仅为底部的磁轭）

去磁磁场  $H_d$  方向相反而被削弱了，样品中的磁场  $H_m$  为

$$H_m = H - H_d = H - N_d M \quad (2.262)$$

理论上，已知去磁因数  $N_d$  时，就可获得去磁磁场。但仅仅在椭圆体样品中才知道这个因数——对于其他样品（如圆柱状或者长方形样品），仅仅是知道其大概值（Chen et al. 1991, Aharoni 1998），因为只有椭圆体样品磁化均匀。

开路样品的另一个应用难题是易受外部磁场影响，包括地球磁场。当样品是东西方向放置时，这种影响可以被部分消除。

虽然如此，当使用闭合磁路困难时，只能使用开路样品。IEC60404-7 标准描述了一种在开路样品矫顽磁场的测量方法。将样品放置在一个螺线管线圈内，并首先磁化到饱和状态，然后再单调去磁直到合成磁感应强度降低为零。用一个或者两个差分传感器（Hall 或磁通门传感器）去探测去磁状态（矫顽力）（见图 2.193）。去磁状态不依赖于样品形状。

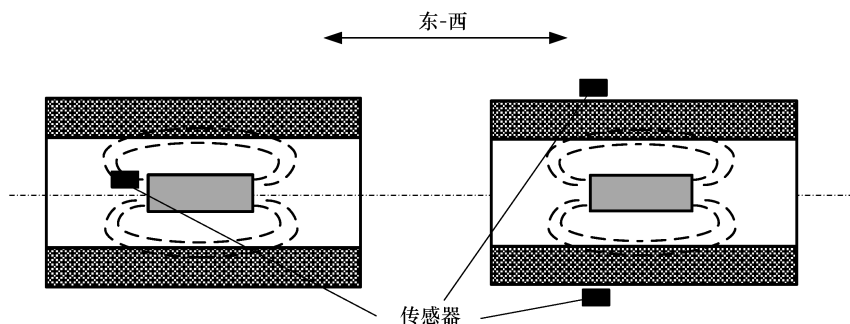


图 2.193 不闭合磁路系统中两种矫顽磁力的确定方法（根据 IEC 60404-7 标准）

如果测试螺线管线圈中一个开路铁磁样品，补偿空气中杂散磁通很有必要。一种方法是利用磁化和测量电路（与爱波斯坦方圈类似）之间的互感，如图 2.194a 所示。

另一种方法是串联测量线圈  $n_1$  和二次线圈  $n_2$ ，以获取未加样品时的零信号（见图 2.194b）。二次绕组磁通： $\Phi = n_2 A_2 \mu_0 H$ ，一次绕组磁通  $\Phi = n_1 A_1 \mu_0 H + n_1 A_m J$ ， $A_m$  是样品中穿过磁通的面积。如果  $n_1 A_1 = n_2 A_2$ ，气隙磁通会得到补偿，样品中磁通为（Fiorillo 2004）：

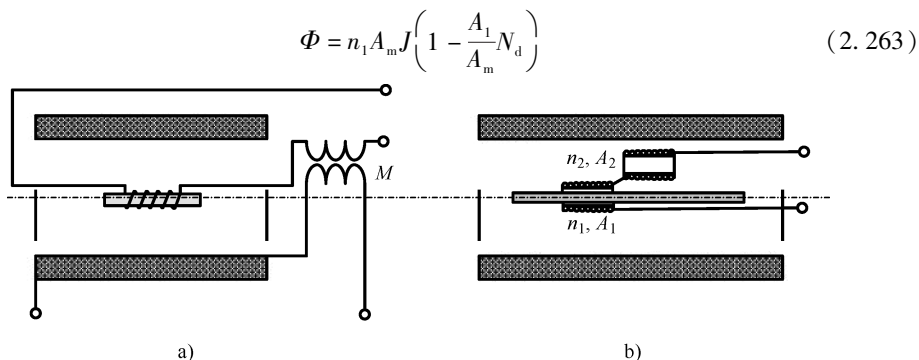


图 2.194 空磁通补偿的两种方法

在薄片磁化情况下，形成闭合样品很困难，样品一般是圆。在研究磁性材料测试方法时也经常使用圆盘形样品。例如，可很方便地用转矩磁力计对圆形样品进行各向异性的测量（Kouvel and Graham 1957, Cornut et al. 2003），如图 2.195 所示。

在转矩磁力计中，将样品放置在相对高的静态磁场中（典型磁铁）。在这个磁场作用下发生偏转，且偏转角度（转矩）依赖于样品的磁性能。通过磁铁系统旋转，可以测量在各方向的转矩，进而对材料各向异性进行分析也是可行的。通常由于移动线圈装置实现的负反馈作用，使转矩处于平衡状态，如图 2.195 所示。

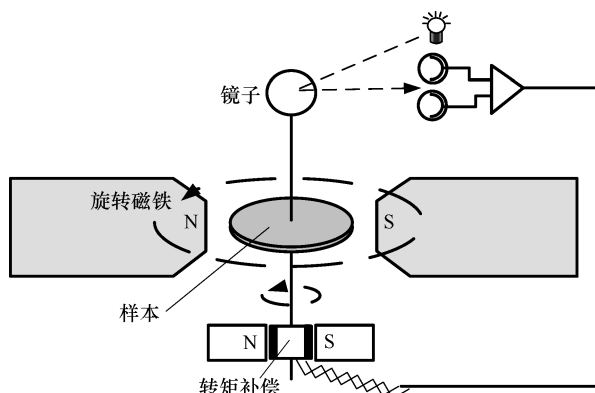


图 2.195 各向异性测量的转矩磁力仪

## 2.14 磁屏蔽

### 2.14.1 磁场的污染

实际上杂散磁场总是存在的，除地球的磁场以外（在欧洲杂散磁场为  $50\mu\text{T}$  左右，水平分量为  $20\mu\text{T}$ ），人体行为也会产生电磁场。在城市或工业环境中，这个杂散场会更高，很难忽略。它对于人体健康是有危害的，也会干扰测量设备。因此，电科学的一个分支——电磁兼容发展了起来，它告诉人们如何限制电磁干扰产生的电磁污染。对杂散磁场限制的标准、如图 2.196 所示。例如，将工频磁场（50Hz 或者 60Hz）限制在  $100\mu\text{T}$ 。

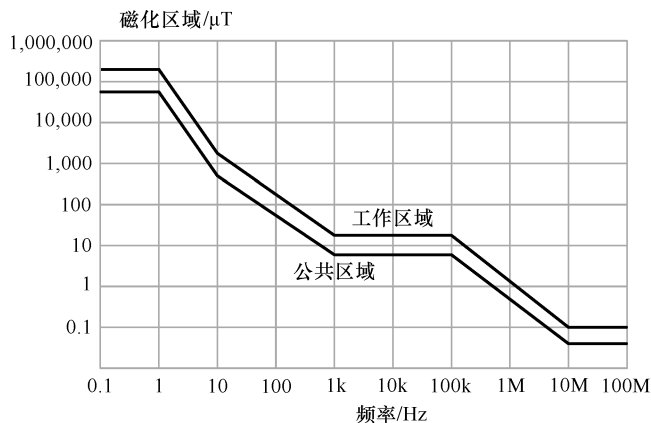


图 2.196 ICNIRP 推荐的磁场安全等级

(From ICNIRP, Guidelines on Limiting to Non-Ionizing Radiation, ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) and WHO (World Health Organization), 1999.)

电磁兼容是研究电子设备如何对电磁干扰 (EMI) 获得相对抗干扰能力，最常用的方法就是屏蔽。

尤其是在生物磁场的研究中，降低磁场干扰很有必要的。因为伴人脑行为的磁场处于  $10^{-12} \sim 10^{-15}$  T 水平上，对于这样的测量，建立了自由磁场小暗室 (Kelha et al. 1982)。

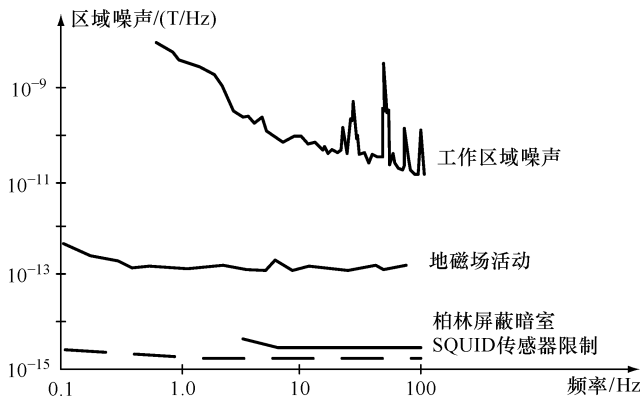


图 2.197 典型的磁噪声

(After Romani, G. L. et al., Rev. Sci. Instrmn., 53,1815, 1982)

图 2.197 给出了人体环境下磁场特性。磁场不仅有許多不同值，而且它频带也非常宽，从直流到几个 GHz。屏蔽效果依赖于屏蔽材料的导磁性——反过来又依赖于磁场值和频率。因此，磁屏蔽正确设计是一门复杂知识 (Mager 1970, Sumner et al. 1987, Schultz et al. 1988)。除被动屏蔽外，也已发展了主动屏蔽（磁场消除）方法。

## 2.14.2 磁场屏蔽

很久以前，人们发现磁场不会穿过铁磁体，这称之为屏蔽。首先，在 1894 年由 Rucker 提出球形屏蔽计算和理论。磁屏蔽的计算原则示如图 2.198 所示，如果屏蔽采用高磁导率材料，那么磁场就会集中在屏蔽环内，并且优先选择会沿屏蔽环的路线，绕过屏蔽环内部区域。

屏蔽的效果用屏蔽因数  $S$  来表示，作为外部磁场  $H_e$  和内部磁场  $H_i$  的关系：

$$S = \frac{H_c}{H_i} \quad (2.264)$$

对于屏蔽的简单形状 (球形、圆筒形或者立方体), 有计算近似值的公式可确定直流磁场的屏蔽因数:

对于长度为  $a$ , 壁厚为  $t$  的立方体

$$S = 1 + \frac{4}{5} \frac{\mu t}{a} \quad (2.265)$$

当直径为  $D$  的长圆柱体时

$$S = 1 + \frac{\mu t}{D} \quad (2.266)$$

因此, 可以看到最重要的因素是材料的相对磁导率  $\mu$ 。这就是通常使用高磁导率材料的原因, 如 NiFe, 其  $\mu = 50,000 \sim 100,000$  或者非晶材料, 其磁导率甚至会达到 800,000。影响屏蔽效果第二个因素是壁厚度。尽管如此, 已经证明不增加壁厚度, 更有效的办法是采用复合屏蔽层。例如, 对于由两层组成的圆筒形, 两个直径为  $D_1$  和  $D_2$ , 屏蔽因数是  $S_1$  和  $S_2$ , 最后的屏蔽因数是

$$S = 1 + S_1 + S_2 + S_1 S_2 \left[ 1 - \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^2 \right] \quad (2.267)$$

在交流磁场的情况下, 涡流和集肤效应反而提升了屏蔽效力。一个长圆筒形的屏蔽因数是

$$S_{AC} = p(S_{DC} + 1) \quad (2.268)$$

式中,  $p \approx \delta/2t (\cosh 2t/\delta - \cos 2t/\delta)^{1/2}$  和  $\delta = \sqrt{\rho/\pi\mu_0\omega}$  是电阻率为  $\rho$  材料的穿透深度。

上边给出的等式考虑了外部磁场垂直于屏蔽球表面 (横向的屏蔽) 的情况。更复杂的情况是当磁场方向沿着圆筒状屏蔽球时 (轴向屏蔽)。在这种情况下, 屏蔽去磁因数  $N_d$  应该考虑进去:

$$S \approx \frac{1 + 4N_d\mu t/D}{1 + 0.5D/L} \quad (2.269)$$

甚至更复杂的是屏蔽末端开放的。在这两种情况下, 屏蔽因数要小于横向的因数, 并且依赖于比例  $L/D$ 。

很明显, 屏蔽材料很影响其性能。通常镍铁高磁导率合金 (mumetal) 作为一种屏蔽材料对于压力和机械振动很敏感, 所以进行退火时应该特别注意。镍铁高磁导率合金和非晶材料很昂贵, 在很多时候用更便宜的 SiFe 电工钢片屏蔽是一个很好替代品 (Okazaki et al. 2009)。在更高频率下, 用铝屏蔽很有效, 其涡流效应会对屏蔽很有帮

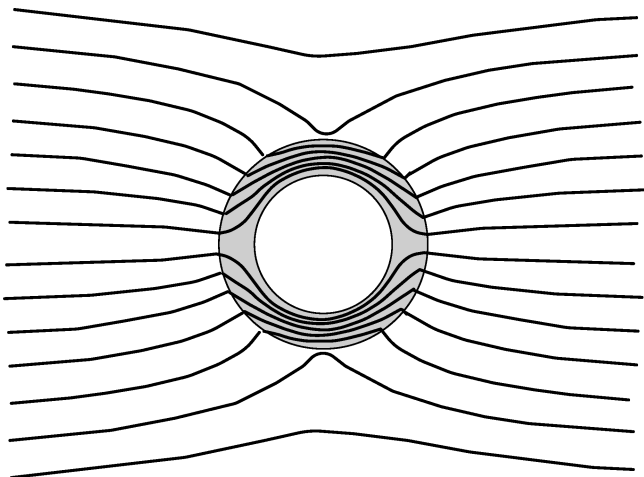


图 2.198 圆筒形铁磁屏蔽的原理

助。而且在高频下（例如在微波范围内），法拉第氏罩（用传导材料准备一种网孔）通常作为屏蔽物使用。设计屏蔽物尽可能实现周期性的去磁，因为磁化后的屏蔽物表现出更低的屏蔽水平。

在1925年，Spooner证明了通过添加额外的交流磁场，有助于提升铁磁材料的磁性，尤其是提升磁导率。由一个交流小磁场励磁改变了材料畴的迁移率。这种效应被称为摇动效应（Cohen 1967, KelNi et al. 1980）（见图2.199），常常用来提升屏蔽因数。当用一个非晶 Methglas2705M 制成屏蔽体，采用这种效应时，有可能把屏蔽因数从4提升到150，相应的磁导率从35,000增大到了500,000（Sasada et al. 1988, 1990）。

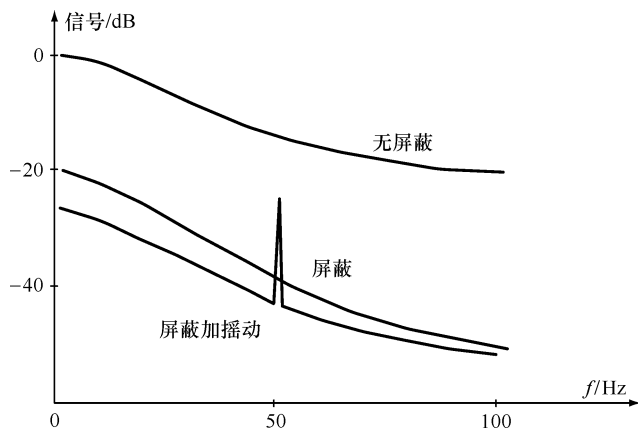


图 2.199 典型磁场屏蔽依赖于频率的关系

（可见利用50Hz的摇动效应增加屏蔽效果）

（After Kelha, V. I. et al, IEEE Trans. Magn., 16,575,1980,）

### 2.14.3 主动磁屏蔽——磁场的消除

有可能通过反馈磁场去消除某磁场——这种方法称为磁场补偿或主动屏蔽。因为即使地球磁场是不稳定的，补偿磁场也应该能控制。测试体通常采用三轴亥姆霍兹线圈（Helmholtz）包围，并且由这些线圈产生的磁场与三轴上磁场传感器探测到的磁场成比例关系。

主动屏蔽技术可以用传统的铁磁屏蔽来代替，但是更多时候，它为传统屏蔽技术提供技术支持（Kelha et al. 1982, ter Brake et al. 1993, Sergeant et al. 2004）。

图2.200给出了由Spicerconsulting提供的一个磁场消

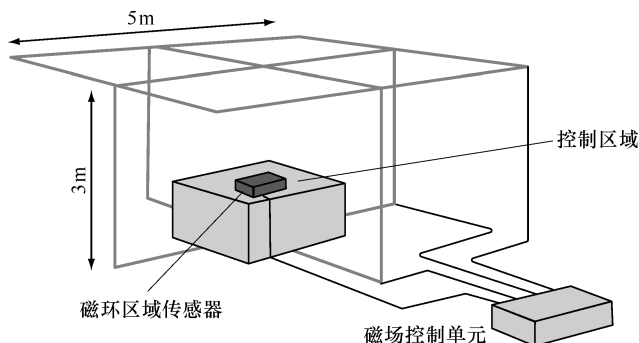


图 2.200 Spicerconsulting 的主动消除屏蔽原理

（Spicerconsulting, www.spicerconsulting.com）

除系统。这个系统频率带宽为 0.5-5kHz 的范围内，可主动补偿磁场，消除因数为 50（在 50Hz 时）。这样的系统通常使用在电子显微镜的保护中。

## 2.14.4 磁屏蔽室

图 2.197 给出了典型磁场噪声。可以看到，在城市的环境中，50Hz（或是 60Hz）磁场噪声在  $10^{-8}\text{T}$  水平上，而地磁场在  $10^{-12}\text{T}$  的水平。同时，超导量子干涉仪（SQUID）灵敏度上限水平是  $10^{-15}\text{T}$ 。因此，为了有利于这种传感器的灵敏度，在生物磁场或者古地磁场测量中，测试时用屏蔽因数高于  $10^7$  屏蔽测试区域和样品。因此，许多科学研究中心均建有专门磁屏蔽室（Cohen 1967, Cohen 1970, Kelha et al. 1982, Harakawa et al. 1996, Kajiwarra et al. 1996, Yamazaki et al. 2006, Hirosto et al. 2009）。最知名是柏林的 PTB 屏蔽室，能够获得的屏蔽因数大约是  $10^6$ ，这非常接近于 SQUID 传感器的限制（Bork et al. 2001）。磁屏蔽室另一个应用是磁共振成像（MRI）设备测试期间进行保护，MRI 使用的磁场高达 7T。虽然对这个目的，设计成开放型屏蔽室也是可能的——不用铁磁壁屏蔽（Yamazaki et al. 2006, Hirosto et al. 2009）。

为了获取这么大的屏蔽因数，仅使用被动屏蔽是不够的。实际上，要使用所有已知的屏蔽技术（多层被动屏蔽、主动消磁和振动消磁等）去构建这样一个高性能的屏蔽室。作为有代表性的，使用多层镍铁高磁导率合金，中间金属铝分割屏蔽分为几层（Yamazaki et al. 2006），如图 2.201 和图 2.202 所示。

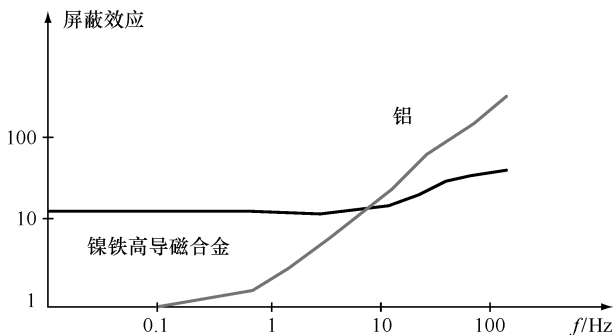


图 2.201 镍铁高导磁合金和铝层屏蔽作用对比

(After Yamazaki, K. et al., IEEE Trans. Magn., 42,3524, 2006.)

图 2.202 给出了日本屏蔽室 COSMOS 的设计（Harakawa et al. 1996, Kajiwarra et al. 1996）。在 1Hz 时，测量的屏蔽因数是 420,000（被动屏蔽）。2000 年在柏林的 MSR L1 新建的 PTB 屏蔽室由 7 个镍铁高磁导率合金层组成（ $D_1 = 3.2\text{m}$ ,  $t_1 = 4\text{mm}$ ;  $D_2 = 3.54\text{m}$ ;  $t_2 = 7\text{mm}$ ;  $D_3 = 3.88\text{m}$ ,  $t_3 = 6\text{mm}$ ;  $D_4 = 4.22\text{m}$ ;  $t_4 = 3\text{mm}$ ;  $D_5 = 4.93\text{m}$ ,  $t_5 = 3\text{mm}$ ;  $D_6 = 5.27\text{m}$ ,  $t_6 = 2\text{mm}$ ;  $D_7 = 5.61\text{m}$ ,  $t_7 = 2\text{mm}$ ）和铝层（ $D = 4.58\text{m}$ ,  $t = 10\text{mm}$ ）。在 0.01Hz 的时候，被动屏蔽因数是 750,000，在 5Hz 时，屏蔽因数是  $2 \times 10^8$ 。在 2000 年，它是被动屏蔽室的世界纪录。

通过应用主动屏蔽，可以在低频段大大提升屏蔽室性能。图 2.203 给出了被动屏



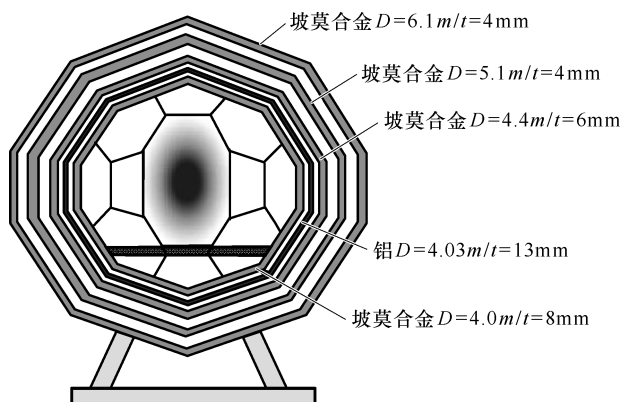


图 2.202 COSMOS 高性能磁屏蔽空间的设计

(After Kajiwara, G. et al., IEEE Trans. Magn., 32,2582, 1996.)

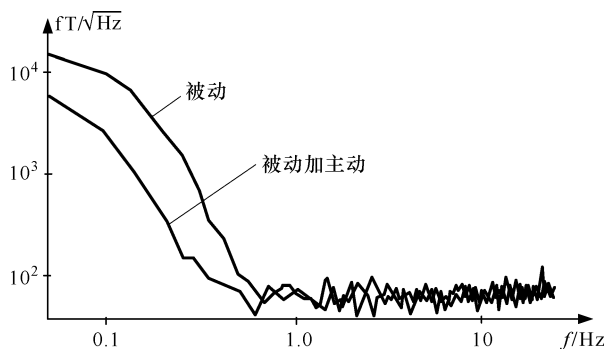


图 2.203 被动屏蔽和被动/主动屏蔽的噪声特性对比

(After Kelhä et al., 2001.)

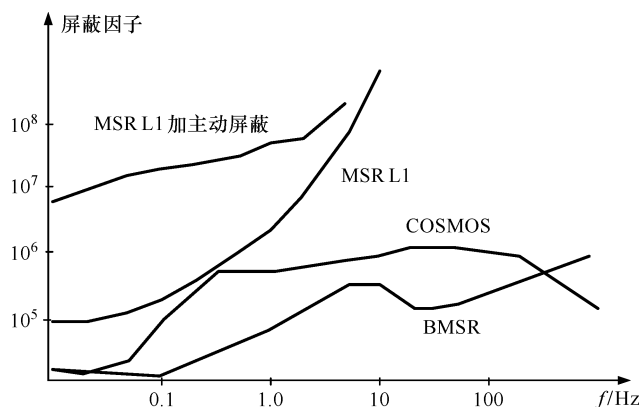


图 2.204 不同屏蔽室屏蔽效果与频率关系的对比

(After Bork, J. et al., The eight-layered magnetically shielded room of the PTB: Design and construction, in Proceedings of 12th International Conference on Bimagnetism, Helsinki, pp. 970-973, 2001.)



蔽室与在赫尔辛基的带主动屏蔽效果的被动屏蔽室对比结果 (Kelhä et al. 1982)。

图 2.204 为柏林 BSR、MSR L1 和日本的 COSMOS 等主要屏蔽室频率与屏蔽因数的对比结果。

现代屏蔽设备和测量系统使磁场的测量设备处于 fT 的水平上。下面计算说明这个值是多么的小, 根据 Biot-Savart 公式 (式 (2.96)), 导线电流产生的磁场是  $H = 1/2\pi x$ 。所以流过 1mA 的电流导线在 200km 处产生的磁场为 1fT。

## 参考文献

- Abele M.G., 1993, *Structures of Permanent Magnets*, Wiley, New York.
- Aharoni A., 1998, Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms, *J. Appl. Phys.*, **83**, 3432–3434.
- Ahlers H., Sievert J., 1982, Comparison of a single strip tester and Epstein frame measurements, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 176–178.
- Akulov N.S., 1929, Atomic theory of ferromagnetism, *Z. Phys.*, **54**, 582–587.
- Anderson N.L., Lance T.M., 1922, Relation between magnetic hysteresis loss and coercivity, *Engineering*, **114**, 351–352.
- Anuszczyk J.W., Pluta W., 2009, *Ferromagnetic Materials in Rotating Magnetic Fields* (in Polish), WNT, Warsaw, Poland.
- Baibich M.N., 1988, Giant magnetoresistance of (100)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472–2475.
- Baldwin J.A., 1970, A controlled-flux hysteresis loop tracer, *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 468.
- Bandyopadhyay S., Cahay M., 2008, *Introduction to Spintronics*, CRC Press, Boca Raton, FL.
- Banerjee P.K., 1994, *The Boundary Element Methods in Engineering*, McGraw-Hill College, New York.
- Baranowski S., 2008, Methods of investigation of magnetic materials in form of strips, PhD thesis, Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland.
- Baranowski S., Tumanski S., 2005, Comparison of various methods of the control of lux density waveform, Paper AB4 in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, Bratislava, Slovakia.
- Baranowski S., Tumanski S., Zurek S., 2009, Comparison of digital methods of the control of flux density shape, *Przegl. Elektrotech.*, **85**, 93–95.
- Barker J.R., 1950, An improved three-coil system for producing a uniform magnetic field, *J. Sci. Instrum.*, **27**, 197.
- Barker W.A., 1962, Dynamic nuclear polarization, *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 173–185.
- Barkhausen H., 1919, Two phenomena uncovered with help of the new amplifier, *Z. Phys.*, **20**, 401–403.
- Becker R., 1930, Theory of the magnetization curve, *Z. Phys.*, **62**, 253–269.
- Becker R., Döring W., 1939, *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin, Germany.
- Becker R., Kersten M., 1930, Magnetization of Ni wire under large stress, *Z. Phys.*, **64**, 660–681.
- Beljers H.G., van der Kint L., van Wieringen J.S., 1954, Overhauser effect in free radicals, *Phys. Rev.*, **95**, 1683.
- Bertotti G., 1998, *Hysteresis in Magnetism*, Academic Press, Sandiego, CA.
- Bertotti G., Ferrara E., Fiorillo F., Pasquale M., 1993, Loss measurement on amorphous alloys under sinusoidal and distorted induction waveform using a digital feedback technique, *J. Appl. Phys.*, **73**, 5375–5377.
- Birkenbach G., Hempel K.A., Schulte F.J., 1986, Very low frequency magnetic hysteresis measurements with well-defined time dependence of the flux density, *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 505–507.
- Birrs R.R., 1964, *Symmetry and Magnetism*, North Holland, Amsterdam, the Netherlands.
- Bishop J.E.L., 1980, Understanding magnetization losses in terms of eddy currents dominated domain wall dynamics, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 336–344.
- Bishop J.E.L., 1985, Enhanced eddy current loss due to domain displacement, *J. Magn. Magn. Mater.*, **49**, 241–249.
- Bitter F., 1939, The design of powerful electromagnets, *Rev. Sci. Instrum.*, **10**, 373–381.
- Blandford P., Szpunar J.A., 1989, On-line texture measurements for the prediction of the anisotropy of magnetic properties, *Texture. Microstruct.*, **11**, 249–260.
- Bloch F., 1930, Zur Theorie des Ferromagnetismus, *Z. Phys.*, **61**, 206–219.
- Bloch F., Cugat O., Meunier G., 1998, Innovating approaches to the generation of intense magnetic fields: Design and optimization of a 4 tesla permanent magnet, *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 2465–2468.
- Blundell M.G., Overshott K.J., Graham C.D., 1980, A new method of measuring power loss of magnetic materials under sinusoidal flux conditions, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 243–244.
- Boll R., 1989, Introduction to magnetic sensors, *Sensors—A comprehensive survey*, in *Magnetic Sensors*, Vol. 5, Boll R. and Overshott K.J. (Eds.), VCH, Weinheim, Germany, Chapter 1.
- Bork J., Halohm H.D., Klein R., Schnabe A., 2001, The 8-layered magnetically shielded room of the PTB: Design and construction, in *Proceedings of 12th International Conference on Bimagnetism*, Helsinki, pp. 970–973.
- Bozorth R.M., 1951, *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York.
- Brailsford F., 1948, *Magnetic Materials*, Wiley & Sons, New York.
- Bray D.E., McBride D. (Eds.), 1992, *Nondestructive Testing Techniques, Mössbauer Analysis METHOD*, John Wiley & Sons, New York, Chapter 9.
- Brix W., Hempel K.A., Schulte F.J., 1984, Improved method for the investigation of the rotational magnetization process in electrical steel sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1708–1710.

- Brown W.F., 1978, *Micromagnetics*, Wiley & Sons, New York.
- Bunge H.J., 1982, *Texture Analysis in Material Science*, Butterworths, London, U.K.
- Burgwin S.L., 1941, Measurements of core loss and ac permeability with the 25 cm Epstein frame, *Proc. ASTM*, **41**, 779.
- Campbell W.H., 2001, *Earth Magnetism*, Harcourt/Academic Press, San Diego, CA
- Carr W.J., 1969, Principles of ferromagnetic behavior, in *Magnetism and Metallurgy*, Berkowitz. A.E. and Kneller E. (Eds.), Academic Press, San Diego, CA, Chapter II.
- Chatziilias N., Meydan T., Porter C., 2003, Real-time digital waveform control for magnetic testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 104-107.
- Chen L.H., 1996, Colossal magnetoresistance in La-Y-Ca-Mn-O films, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4692-4694.
- Chen D.X., Brug J.A., Goldfrab R.B., 1991, Demagnetizing factors for cylinders, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3601-3619.
- Chikazumi S., 2009, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford Scientific Publication, Oxford, U.K.
- Clark J., 1989, Principles and applications of SQUIDs, *Proc IEEE*, **77**, 1208-1223.
- Coe J.M.D., 1996, *Rare Earth Iron Permanent Magnets*, Clarendon Press, Oxford, U.K.
- Cohen D., 1967a, A shielded facility for low level magnetic measurements, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1295-1296.
- Cohen D., 1967b, Enhancement of ferromagnetic shielding against low-frequency magnetic fields, *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 67-69.
- Cohen D., 1970, Large volume conventional magnetic shields, *Rev. Phys. Appl.*, **5**, 53-58.
- Comstock R.L., 1999, *Introduction to Magnetism and Magnetic Recording*, John Wiley & Sons, New York.
- Cornut B., Cattelan S., Perrier J.C., Kedous-Lebouc A., Waeckerle T., Fraisse H., 2003, New compact and precise magnetometer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 97-99.
- Cracknell A.P., 1975, *Magnetism in Crystalline Materials*, Pergamon Press, Oxford, U.K.
- Cugat O., Hansson P., Coey J.M.D., 1994, Permanent magnet variable flux source, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4602-4604.
- Cullity B.D., Graham C.D., 2009, *Introduction to Magnetic Materials*, IEEE Press/Wiley, Hoboken, NJ.
- Curie P., 1895, Magnetic properties of bodies at various temperatures, *Ann. Chim. Phys.*, **5**, 289-405.
- Daughton J., 2003, Spin-dependent sensors, *Proc. IEEE*, **91**(5), 681-686.
- Debye P., 1926, *Ann. Physik*, **81**, 1154
- Defoug S., Kaczmarek R., Rave W., 1996, Measurements of local magnetization by Kerr effect on SiFe nonoriented sheets, *J. Appl. Phys.*, **79**, 6036-6038.
- Del Vecchio R.M., 1980, An efficient procedure for modeling complex hysteresis processes in ferromagnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **16**, 809-811.
- Della Torre E., 1994, A Preisach model for accommodation, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 2701-2707.
- Della Tore E., 1999, *Magnetic Hysteresis*, IEEE Press, New York.
- De Wulf M., Dupre L.R., Melkebeek J., 1998, Real-time controlled arbitrary excitation for identification of electromagnetic properties of non-oriented steel, *J. Phys. IV*, **8**, 705-706.
- Dieny B., 1991, Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 101-104.
- Dieny B., 1994, Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**, 335-359.
- Dieterly D.C., 1949, DC permeability testing of Epstein samples with double-lap joints, *ASTM Spec. Tech. Publ.*, **85**, 39-62.
- Dreyfus L., 1935, Grosse Elektromagnete für physikalisch-chemische Laboratorien, *E. u. M.*, **53**, 205-211.
- Du Tremolet de Lacheisserie E., 1993, *Magnetostriction: Theory and Applications of Magnetoelasticity*, CRC Press, Boca Raton, FL.
- Duret D., Bonzom J., Brochier M., Frances M., Leger J.M., Odru R., Salvi C., Thomas T., 1995, Overhauser magnetometer for the Danish Oersted Satellite, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3197-3199.
- El-Sherbiny L.K., 1973, Representation of magnetization characteristic by sum of exponentials, *IEEE Trans. Magn.*, **9**, 60-61.
- Enokizono M., Sievert J., 1989, Magnetic field and loss analysis in an apparatus for the determination of rotational loss, *Phys. Scr.*, **39**, 356-359.
- Enokizono M., Sievert J., 1990, Analytical studies on the yoke construction of a single sheet tester, *Ann. Fis.*, **86**, 123-125.
- Enokizono M., Sievert J., Ahlers H., 1990a, Optimum yoker construction for rotational loss measurements apparatus, *Ann. Fis.*, **86**, 320-322.
- Enokizono M., Suzuki T., Sievert J., Xu J., 1990b, Rotational power loss of silicon steel sheet, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2562-2564.
- Epstein J., 1900, Die magnetische Prüfung von Eisenblech, *ETZ*, **21**, 303-307.
- Everett D.H., Whitton W.I., 1952, A general approach to hysteresis. Part I. *Trans. Faraday Soc.*, **48**, 749-757.
- Everett D.H., Smith F.W., 1954, A general approach to hysteresis. Part II—Development of the domain theory, *Trans. Faraday Soc.*, **50**, 187-197.
- Everett D.H., 1954, A general approach to hysteresis. Part III—A formal treatment of the independent domain model of hysteresis, *Trans. Faraday Soc.*, **50**, 1077-1096.
- Everett D.H., 1955, A general approach to hysteresis. Part IV—An alternative formulation of the domain model, *Trans. Faraday Soc.*, **51**, 1551-1557.
- Fert A., 2008, Origin, development and future of spintronics—Nobel lecture, *Angew. Chem. Int. Ed.*, **47**, 5956-5967.
- Fiorillo F., 2004, *Measurement and Characterization of Magnetic Materials*, Elsevier, San Diego, CA.
- Fiorillo F., Dupre L.R., Appino C., Rietto A.M., 2002, Comprehensive model of magnetization curve, hysteresis loops and losses in any direction in grain oriented Fe-Si, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 1467-1476.
- Fiorillo F., Novikov A., 1990, Power losses under sinusoidal, trapezoidal and distorted induction waveform, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2559-2561.
- Firester A.A., 1966, Design of square Helmholtz coil system, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 1264-1265.
- Fluitman J.H.J., 1973, The influence of the sample geometry on the magnetoresistance of NiFe films, *Thin Solid Films*, **16**, 269-276.

- Franzen W., 1962, Generation of uniform magnetic fields by means of air-core coils, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 933–938.
- Freake S.M., Thorp T.L., 1971, Shielding of low magnetic fields with multiple cylinder shells, *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, 1411–1413.
- Freiser M.J., 1968, A survey of magnetooptic effects, *IEEE Trans. Magn.*, **4**, 152–161.
- Fröhlich O., 1881, Investigations of dymoelectric machines and electric power transmission and theoretical conclusions therefrom, *Elektrotech. Z.*, **2**, 134–141.
- Gao B.J., Schneider-Muntau H.J., Eyssa Y.M., Bird M.D., 1996, A new concept in Bitter disk design, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 2503–2506.
- Gardener M.E., Jungerman J.A., Lichtenstein P.G., Patten C.G., 1960, Production of a uniform magnetic field by means of an end-corrected solenoid, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 929–934.
- Garret M.W., 1951, Axially symmetric systems for generating and measuring magnetic fields, *J. Appl. Phys.*, **22**, 1091–1107.
- Giaugue W.F., 1927, Low temperature magnetic susceptibility of gadolinium sulfate, *J. Am. Chem. Soc.*, **49**, 1870–1877.
- Giaugue W.F., MacDougal D.P., 1933, Attainment of temperature below 1° absolute by demagnetization of  $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ , *Phys. Rev.*, **43**, 768–768.
- Globus A., Duplex P., Guyot M., 1971, Determination of initial magnetization curve from crystallites size and effective anisotropy field, *IEEE Trans. Magn.*, **7**, 617–622.
- Goričan V., Hamler A., Hribernik B., Jesenik M., Trlep M., 2000a, 2D measurements of magnetic properties using a round RSST, in *Proceedings of 2D Magnetic Measurements Workshop*, Vienna, Austria, pp. 66–75.
- Goričan V., Jesenik M., Hamler A., Štumberger B., Trlep M., 2000b, Performance of round rotational single sheet tester at higher flux densities in the case of GO materials, in *Proceedings of 2D Magnetic Measurements Workshop*, PTB-Bericht PTB-E-81, pp. 143–149.
- Goss N., 1934, Electrical sheet and method and apparatus for its manufacture and test, United States Patent 1965559.
- Goss N., 1935, New development in electrical strip steels characterized by fine grain structure approaching the properties of a single crystal, *Trans. Am. Soc. Metals*, **23**, 511–531.
- Graham C.D., 1969, Textured magnetic materials, in *Magnetism and Metallurgy*, Berkowitz A.E. and Kneller E. (Eds), Academic Press, San Diego, CA, Chapter XV.
- Grimmond W., Moses A.J., Ling P.C.Y., 1989, Geometrical factors affecting magnetic properties of wound toroidal cores, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 2686–2693.
- Grote N., Denke P., Rademacher M., Kipscholl R., Bongards M., Siebert S., 1998, *Measurement of the Magnetic Properties of Soft Magnetic Materials Using Digital Real-Time Current Method, Studies on Applications on Electromagnetics*, IOS Press, pp. 566–569.
- Gubser D.U., Wolf S.A., Cox J.E., 1979, Shielding of longitudinal magnetic fields with thin, closely spaced, concentric cylinders of high permeability material, *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 751–756.
- Guy C., Flyche D., 2005, *The Principles of Medical Imaging*, Imperial College Press, London, U.K.
- Hak J., 1936, Eisenlosse Zylinderspulen mit ungleichmäßiger Windungsdichte zur Erzeugung von homogenen Feldern, *Arch. Elektrotech.*, **30**, 736.
- Halbach K., 1980, Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material, *Nucl. Instrum. Methods*, **169**, 1–10.
- Harakawa K., Kajiwaru G., Kazami K., Ogata H., Kado H., 1996, Evaluation of a high performance magnetically shielded room for biomagnetic measurement, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 5256–5260.
- Hartmann F., 1972, Resonance magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **8**, 66–75.
- Hasenzagl A., Pfützner H., Saito A., Okazaki Y., 1998, Field distribution in rotational single sheet testers, *J. Phys. IV*, **8**, 681–684.
- Hasenzagl A., Weiser B., Pfützner H., 1996, Novel 3-phase excited single sheet tester for rotational magnetization, *J. Magn. Mater.*, **160**, 180–182.
- Hasty T., 1963, Ferromagnetic resonance in thin film with perpendicular fields at radio frequencies, *J. Appl. Phys.*, **34**, 1079–1080.
- Havlíček V., Mikulec M., 1989, On-line testing device using the compensation method, *Phys. Scr.*, **39**, 513–515.
- Heisenberg W., 1928, On the theory of ferromagnetism, *Z. Phys.*, **49**, 619–636.
- Herlach F., Li L., Harrison N., Von Bockstal N., Louis J.M., Frings P., Franse J. et al., 1996, Approaching 100 T with wire wound coil, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 2507–2510.
- Herzer G., 1997, Nanocrystalline soft magnetic alloys, in *Handbook of Magnetic Materials*, Vol. 10, Elsevier, San Diego, CA, Chapter 3, pp. 415–462.
- Hilzinger H.R., Kronmüller H., 1977, Pinning of curved domain walls by randomly distributed lattice defects, *Physica*, **86–88**, 1365–1366.
- Hirosato S., Yamazaki K., Haraguchi Y., Muramatsu K., Haga A., Kamata K., Kobayashi K., Matsuura A., Sasaki H., 2009, Design and construction method of an open type magnetically shielded room for MRI composed of magnetic square cylinders, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4636–4639.
- Hopkinson J., 1885, Magnetization of iron, *Trans. R. Soc. A.*, **176**, 455–469.
- Hoselitz K., 1952, *Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys*, Oxford University Press, Amsterdam, the Netherlands.
- Hubert A., Schäfer R., 1998, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin, Germany.
- Humprey F.B., Johnston A.R., 1963, Sensitive automatic torque balance for thin magnetic films, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 348–358.
- ICNIRP, 1999, *Guidelines on Limiting to Non-Ionizing Radiation*, ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) and WHO (World Health Organization), July 1999, ISBN 3-9804789-6-3.
- Iliovici A., 1913, Sur un nouveau permeametre universel, *Bur. Soc. Int. des Electr.*, **3**, 581.
- Iranmanesh H., Tahouri B., Moses A.J., Beckley., 1992, A computerised Rogowski-Chaddock Potentiometer (RCP) compensated on-line power-loss measuring system for use on grain-oriented electrical steel production lines, *J. Magn. Magn. Mat.*, **112**, 99–102.

- Ivanyi A., 1997, *Hysteresis Models in Electromagnetic Computation*, Akademiai Kiado, Budapest, Hungary.
- Jesenik M., Goričan V., Trlep M., Hamler A., Štumberger B., 2003, Calculation of the rotational magnetic fields in the sample of the rotational single sheet testers, *Przegl. Elektrotech.*, **12**, 920–922.
- Jesenik M., Goričan V., Trlep M., Hamler A., Štumberger B., 2004, Comparison of the rotational magnetic field homogeneity in 2D RRSST and 2D SRSST, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, pp. 829–833.
- Jiles D., 1998, *Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman Hall, London, U.K.
- Jiles D.C., Atherton D.L., 1983, Ferromagnetic hysteresis, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 2183–2185.
- Jiles D.C., Atherton D.L., 1986, Theory of ferromagnetic hysteresis, *J. Magn. Magn. Mater.*, **61**, 48–60.
- Jin S., 1994, Colossal magnetoresistance in La-Ca-Mn-O ferromagnetic thin films, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6929–6933.
- Jin J., 2002, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, Wiley & Sons, New York.
- Josephs R.M., Crompton D.S., Krafft C.S., 1986, Characterization of magnetic oxide recording media using Fourier analysis of static hysteresis loop, *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 653–655.
- Kadar G., 1987, On the Preisach function of ferromagnetic hysteresis, *J. Appl. Phys.*, **61**, 4013–4015.
- Kajiwaru G., Harakawa K., Ogata H., 1996, High-performance magnetically shielded room, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 2582–2585.
- Kaleta J., Tumanski S., Zebracki J., 1996, Magnetoresistors as a tool for investigating the mechanical properties of ferromagnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 199–200.
- Kaminishi K., Nawata S., 1981, Practical method of improving the uniformity of magnetic fields generated by single and double Helmholtz coils, *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 447–453.
- Keithley J.F., 1999, *The Story of Electrical and Magnetic Measurements*, IEEE Press, New York.
- Kelhä V.I., Peltonen R.S., Rantala B., 1980, The effect of shaking on magnetic shields, *IEEE Trans. Magn.*, **16**, 575–578.
- Kelhä V.I., Pukki J.M., Peltonen R.S., Penttinen A.J., Ilmoniemi R.J., Heino J.J., 1982, Design, construction and performance of a large volume magnetic shield, *IEEE Trans. Magn.*, **18**, 260–270.
- Kennelly A.E., 1891, Magnetic reluctance, *Trans. Am. Inst. Electr. Eng.*, **8**, 485–517.
- Kernevez N., Duret D., Moussavi M., Leger J.M., 1992, Weak field NMR and RESR spectrometers and magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 3054–3058.
- Kernevez N., Glenat H., 1991, Description of a high sensitivity CW scalar DNP-NMR magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 5402–5404.
- Kerr J., 1877, On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of magnet, *Philos. Mag.*, **3**, 321–343.
- Kersten M., 1943, Theory of ferromagnetic hysteresis and initial permeability, *Z. Phys.*, **44**, 63–77.
- Khanlou A., Moses A.J., Meydan T., Beckley P., 1995, A computerised on-line power loss testing system for the steel industry, based on the RCP compensation technique, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3385–3387.
- Kittel C., 1949, Physical theory of ferromagnetic domains, *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 541–583.
- Kittel C., 2004, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, New York.
- Kiwi M., 2001, Exchange bias theory, *J. Magn. Magn. Mater.*, **234**(3), 584–595.
- Koch H., 1989, SQUID sensors, in *Magnetic Sensors*, W. Göpel (Ed.), VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, Chapter 10.
- Kouvel J.S., Graham C.D., 1957, On the determination of magnetocrystalline anisotropy constants from torque measurements, *J. Appl. Phys.*, **28**, 340–343.
- Krasnoselski M.A., Pokrovski A.V., 1983, *Systems with Hysteresis*, Nauka, Moscow (in Russian).
- Krell C., Mehnen L., Leiss E., Pfützner H., 2000, Rotational single sheet testing on samples with arbitrary size and shape, in *Proceedings of 2D Magnetic Measurements Workshop*, Vienna, Austria, pp. 96–103.
- Kunzler J.E., Buehler E., Hsu F.S.L., Wernick J.H., 1961, Superconductivity in NbSn at high current density in a magnetic field of 88 kgauss, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 89–91.
- Kwiatkowski W., Stabrowski M., Tumanski S., 1983, Numerical analysis of the shape anisotropy and isotropy dispersion in thin film permalloy magnetoresistors, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 2502–2505.
- Landau L.D., Lifshitz E.M., 1935, Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowjetunion*, **8**, 153.
- Langevin P., 1905, Magnetism and electron theory, *Ann. Chim. Phys.*, **5**, 70–127.
- Lee E.W., 1955, *Rep. Prog. Phys.*, **18**, 184.
- Leupold H.A., Potenziani E., 2007, *Design of Rare-Earth Permanent Magnets*, Wexford College, Palm Springs, CA.
- Lin C.E., Cheng C.L., Huang C.L., 1991, Hysteresis characteristic analysis of transformer under different excitations using real time measurements, *IEEE Trans. Power Delivery*, **6**, 873–879.
- Ling P.C.Y., Moses A.J., Grimmond W., 1990, Investigations of magnetic flux distribution in wound toroidal cores taking into account of geometrical factors, *Ann. Fis.*, **86**, 99–101.
- Loisos G., Moses A.J., 2001, Critical evaluation and limitations of the localized flux density measurements in electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2755–2757.
- Mackay K., Bonfim M., Givord D., Fontaine A., 2000, 50 T pulsed magnetic fields in microcoils, *J. Appl. Phys.*, **87**, 1996–2002.
- Mager A., 1952, Über der Einfluss der Korngrosse auf die Koerzitivkraft, *Ann. Phys.*, **11**, 15–16.
- Mager A.J., 1970, Magnetic shields, *IEEE Trans. Magn.*, **6**, 67–75.
- Mager A., 1975, Magnetostatische Abschirmfaktoren von Zylindern mit rechteckigen Querschnittformen, *Physica*, **80B**, 451–463.
- Makaveev D., von Rauch M., de Wulf M., Melkebeek J., 2000, Accurate field strength measurement in rotational single sheet testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 673–676.
- Marketos P., Zurek S., Moses A. J., 2007, A method for defining the mean path length of the Epstein frame, *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2755–2757.

- Matsubara K., Nakata T., Takahashi N., Fujiwara K., Nakano M., 1989, Effects of the overhang of a specimen on the accuracy of a single sheet tester, *Phys. Scr.*, **40**, 529–531.
- Matsubara K., Takahashi N., Fujiwara K., Nakata T., Nakano M., Aoki H., 1995, Acceleration technique of waveform control for single sheet tester, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3400–3402.
- Mayergoyz I.D., 1988, Dynamic Preisach models of hysteresis, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 2925–2927.
- Mayergoyz I.D., 1991, *Mathematical Models of Hysteresis*, Springer, Berlin, Germany.
- Mayergoyz I.D., 2003, *Mathematical Models of Hysteresis and Their Applications*, Academic Press, San Diego, CA.
- Mazzetti P., Soardo P., 1966, Electronic hysteresisgraph holds dB/dt constant, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 548–552.
- McCurrie R.A., 1994, *Ferromagnetic Materials—Structure and Properties*, Academic Press, San Diego, CA.
- Meiklejohn W.H., Bean C.P., 1957, New magnetic anisotropy, *Phys. Rev.*, **105**(3), 904–913.
- Mikulec N., 1981, Kompenzační ferometr (compensation ferrometer), *Elektrotech. Obzor*, **70**, 435–441.
- Mikulec M., Havlíček V., Wiglasz V., Čech D., 1985, Present problems of the AC magnetic measurements on sheets with respect to standardization, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, pp. 16–18.
- Montgomery D.B., 1963, The generation of high magnetic fields, *Rep. Prog. Phys.*, **26**, 69–104.
- Morrish A.H., 2001, *The Physical Principles of Magnetism*, IEEE Press, New York.
- Moses A.J., 1990, Electrical steel—Past, present and future developments, *IEE Proc.*, **137**, 233–245.
- Moses A.J., 1992, Importance of rotational losses in rotating machines and transformers, *J. Mater. Eng. Perform.*, **1**, 235–244.
- Moses A.J., Hamadeh S., 1983, Comparison of the Epstein square and single strip tester for measuring the power loss of nonoriented electrical steel, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 2705–2710.
- Moses A.J., Leicht J., 2004, Measurement and prediction of iron loss in electrical steel under controlled magnetization condition, *Przegl. Elektrotech.*, **12**, 1181–1187.
- Moses A.J., Ling P.C.Y., 1987, Dimensional factors affecting magnetic properties of wound cores, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, Badgastein, Austria, pp. 257–258.
- Moses A.J., Shirkochi G.H., 1987, Iron loss in non-oriented electrical steels under distorted flux conditions, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 3217–3220.
- Moses A.J., Tutkun N., 1997, Investigations of the power loss in wound toroidal cores under PWM excitation, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3763–3765.
- Mössbauer R.L., 1958, Gammastrahlung in  $\text{Ir}^{197}$ , *Z. Phys. A*, **151**, 124–143.
- Murgatroyd P.N., Bernard B.E., 1983, Inverse Helmholtz pairs, *Rev. Sci. Instrum.*, **54**, 1736–1738.
- Nafalski A., Moses A.J., Meydan T., Abousetta M.M., 1989, Loss measurement on amorphous materials using a field compensated single strip tester, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 4287–4291.
- Nakata T., Fujiwara K., Nakano M., Kayada T., 1990, Effects of the construction of yokes on the accuracy of a single sheet tester, *Ann. Fis.*, **86**, 190–192.
- Nakata T., Ishihara Y., Nakaji M., Todaka T., 2000, Comparison between the H-coil method and the magnetizing current method for the single sheet tester, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215**, 607–610.
- Nakata T., Kawase Y., Nakano M., 1987, Improvement of measuring accuracy of magnetic field strength in single sheet testers by using two H-coils, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 2596–2598.
- Nakata T., Takahashi N., Fujiwara K., Nakano M., Ogura Y., 1992a, An improved method for determining the DC magnetization curve using a ring specimen, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2456–2458.
- Nakata T., Takahashi N., Fujiwara K., Nakano M., Ogura Y., 1992b, Accurate measurement method of magnetization curve using ring specimen, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 71–73.
- Nasar S.A., Xiong G.Y., Fu Z.X., 1994, Eddy-current losses in a tubular linear induction motor, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 1437–1445.
- Nawrocki W., 2007, *Introduction to Quantum Metrology* (in Polish), Poznan University of Technology, Poznan, Poland.
- Néel L., 1932, Influence of fluctuations of molecular field on magnetic properties of bodies, *Ann. Phys.*, **17**, 5–105.
- Néel L., 1944a, Effect of cavities and inclusions on the coercive force, *Cahiers Phys.*, **25**, 21–44.
- Néel L., 1944b, Some properties of boundaries between ferromagnetic domains, *Cahiers Phys.*, **25**, 1–20.
- Néel L., 1944c, Laws of magnetization and subdivision of elementary domains in iron, *J. Phys. Radium*, **5**, 241–276.
- Néel L., 1946, Principles of a new general theory of the coercive field, *Ann. Univ. Grenoble*, **22**, 290–343.
- Nencib N., Kedous-Lebouc A., Cornut B., 1995, 2D analysis of rotational loss tester, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3388–3390.
- Neumann H., 1934, Das Spannungsmesserjoch, ein neues Prüfgerät für Dauermagnetstähle und fertige Magnete, *Z. Tech. Phys.*, **15**, 473–477.
- Nogués, J., Schuller I.K., 1999, Exchange bias, *J. Magn. Magn. Mater.*, **192**(2), 203–232.
- Nozawa T., Mizogami M., Mogi H., Matsuo Y., 1996, Magnetic properties and dynamic domain behavior in grain-oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 572–589.
- O'Handley R.C., 1987, Physics of ferromagnetic amorphous alloys, *J. Appl. Phys.*, **62**, R15–R49.
- O'Handley R.C., 2000, *Modern Magnetic Materials*, John Wiley & Sons, New York.
- Okazakio Y., Yanase S., Nakamura Y., Maeno R., 2009, Magnetic shielding by grain-oriented electrical steel sheet under alternating fields up to 100 kHz, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 55–59.
- Osborn J.A., 1945, Demagnetizing factors of the general ellipsoid, *Phys. Rev.*, **67**, 351–357.
- Overhauser A., 1953, Polarization of nuclei in metals, *Phys. Rev.*, **92**, 411–415.
- Panina L.V., 1995, Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 1249–1260.



- Paperno E., Koide H., Sasada I., 2000, A new estimation of the axial shielding factors for multi-shell cylinder shields, *J. Appl. Phys.*, **87**, 5959–5961.
- Parkin S., Jiang X., Kaiser C., Panchula A., Roche K., Samant M., 2003, Magnetically engineered spintronic sensors and memory, *Proc IEEE*, **91**(5), 661–680.
- Parkin S., Kaiser C., Panchula A., Rice P., Hughes B., Samant M., See-Hun Y., 2004, Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers, *Nat. Mater.*, **31**, 862–867.
- Pauli W., 1926, Paramagnetism of a degenerate gas, *Z. Phys.*, **41**, 81–102.
- Pershan P.S., 1967, Magneto-optical effects, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1482–1490.
- Pfützner H., 1980, Anwendungen von Hallgeneratoren im Vergleich zu anderen Methoden der Feldstärkefassung bei den Prüfung von Elektroblechen, *Z. Elektrotech. Inform. Energietechn.*, **10**, 534–546.
- Pfützner H., 1991, On the problem of the field detection for single sheet tester, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 778–785.
- Pfützner H., 1994, Rotational magnetization and rotational losses of grain oriented silicon steel sheets—Fundamental aspects and theory, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 2802–2807.
- Pfützner H., Krismanic G., 2004, The needle method for induction tests—Sources of error, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 1610–1616.
- Phan M.-H., Yu S.-C., 2007, Review of the magnetocaloric effect in manganite materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **308**, 325–340.
- Pluta W., Kitz E., Krell C., Rygal R., Soinski M., Pfützner H., 2003, Practical relevance of rotational loss measurement of laminated machine cores, *Przegl. Elektrotech.*, **3**, 151–154.
- Preisach F., 1935, Magnetic investigations of precipitations hardening FeNi alloys, *Z. Phys.*, **93**, 245–269.
- Pry R.H., Bean C.P., 1958, Calculation of the energy losses in magnetic sheet material using a domain model, *J. Appl. Phys.*, **29**, 532–533.
- Polik Z., Kuczmann M., 2009, Potential functions for solving TEAM Problem 27, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(12), 137–140.
- Rave W., Reichel P., Brendel H., Leicht M., McCord J., Hubert A., 1993, Progress in quantitative magnetic domain observation, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2551–2552.
- Rayleigh L., 1887, The behavior of iron and steel under the operation of feeble magnetic forces, *Philos. Mag.*, **23**, 225–245.
- Richter R., 1910, Proposal for description of hysteresis loss, *Elektrotech. Z.*, **31**, 1241–1246.
- Romani G.L., Willimason S.J., Kaufman L., 1982, Biomagnetic instrumentation, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 1815–1845.
- Rossignol M., Schlenker M., Samson Y., 2005, Ferromagnetism of an ideal system, in *Magnetism—Fundamentals*, E. du Trémolet de Lacheisserie (Ed.), Springer, Berlin, Germany, Chapter 5.
- Rouessac F., Rouessac A., 2000, *Chemical Analysis*, John Wiley & Sons, New York.
- Rücker A.W., 1894, On the magnetic shielding on concentric spherical shells, *Philos. Mag.*, **37**, 95–130.
- Salz W., 1994, A two-dimensional measuring equipment for electrical steel, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 1253–1257.
- Sankaran P., Jagadeesh Kumar V., 1983, Use a voltage follower to ensure sinusoidal flux in a core, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 1572–1573.
- Sasada I., Kubo S., O'Handley R.C., Harada K., 1990, Low-frequency characteristic of the enhanced incremental permeability by magnetic shielding, *J. Appl. Phys.*, **67**, 5583–5585.
- Sasada I., Kubo S., Harada K., 1988, Effective shielding for low-level magnetic fields, *J. Appl. Phys.*, **64**, 5696–5698.
- Savini A., 1982, Modelling hysteresis loops for finite element magnetic field calculation, *IEEE Trans. Magn.*, **18**, 552–557.
- Schultz R.B., Plantz V.C., Brush D.R., 1988, Shielding theory and practice, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **30**, 187–201.
- Seeger A., Kronmüller H., Rieger H., Trauble H., 1964, Effect of lattice defects on the magnetization curve of ferromagnets, *J. Appl. Phys.*, **35**, 740–748.
- Seiden P.E., 1969, Magnetic resonance, in *Magnetism and Metallurgy*, Berkowitz A.E., Kneller E. (Eds.), Academic Press, San Diego, CA, Chapter III.
- Senda K., Ishida M., Sato K., Komatsubara M., Yamaguchi T., 1999, Localized magnetic properties in grain-oriented silicon steel measured by stylus probe method, *Trans. IEEE Jpn.*, **117-A**, 941–950.
- Sergeant P., Adriano U., Dupre L., Bottauscio O., de Wulf M., Zucca M., Melkebeek J.A.A., 2004, Passive and active electromagnetic shielding of inductive heaters, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 675–678.
- Shiling J.W., Houze G.L., 1974, Magnetic properties and domain structure in grain oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 195–223.
- Shirkoobi G.H., Kontopoulos A.S., 1994, Computation of magnetic field ion Rogowski-Chaddock potentiometer compensated magnetic testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 587–590.
- Shute H.A., Mallinson J.C., Wilton D.T., Mapps D.J., 2000, One-sided fluxes in planar, cylindrical and spherical magnetized structures, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 440–451.
- Shull C.G., Smart J.S., 1949, Detection of antiferromagnetism by neutron diffraction, *Phys. Rev.*, **76**, 1256–1257.
- Sievert J., 1987, Determination of AC magnetic power loss of electrical steel sheet: Present status and trends, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1702–1707.
- Sievert J., 2005, On the metrology of the magnetic properties of electrical sheet steel, *Przegl. Elektrotech.*, **5**, 1–5.
- Sievert J., Ahlers H., 1990, Is the Epstein frame replaceable? *Ann. Fis.*, **86**, 58–63.
- Sievert J., Ahlers H., Birkfeld M., Cornut B., Fiorillor F., Hempel K.A., Kochmann T. et al., 1996, European intercomparison of measurements of rotational power loss in electrical sheet steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 115–118.
- Sievert J., Ahlers H., Enokizono M., Kauke S., Rahf L., Xu J., 1992, The measurement of rotational power loss in electrical sheet steel using a vertical yoke system, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 91–94.
- Sievert J., Enokizono M., Woo B.C.H., 1989, Experimental studies on single sheet testers, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, Madrid, Spain, Paper 2.17.

- Sievert J., Xu J., Rahf L., Enokizono M., Ahlers H., 1990a, Studies on the rotational power loss measurement problem, *Ann. Fis.*, **86**, 35–37.
- Slater J.C., 1936, The ferromagnetism of nickel, *Phys. Rev.*, **49**, 537–545.
- Slonczewski J.C., 1989, Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier, *Phys. Rev.*, **B39**, 6995–7002.
- Skomski R., Coey J.M.D., 2000, *Permanent Magnetism*, IOP Publishing, Bristol, U.K.
- Smit J., Wijn H.P.J., 1959, *Ferrites*, John Wiley & Sons, New York.
- Spooner T., 1925, Effect of a superposed alternating field on apparent magnetic permeability and hysteresis loss, *Phys. Rev.*, **25**, 527–540.
- Spornic S.A., Kedous-Lebous A., Cornut B., 1998, Numerical waveform control for rotational single sheet testers, *J. Phys. IV*, **8**, 741–744.
- Stamberger G.A., 1972, *Devices for Generating Weak Magnetic Field* (in Russian), Nauka.
- Steinmetz C.P., 1891, Note on the law of hysteresis, *Electrician*, **26**, 261–262.
- Steinmetz C.P., 1892, On the law of the hysteresis, *Trans. Am. Inst. Electr. Eng.*, **9**, 3–51.
- Stodolny J., 1995, Alternative materials and development of conventional electrical steel, *Metall. Foundry Eng.*, **21**(4), 307–318.
- Stoner E.C., 1933, Atomic moments in ferromagnetic alloys with non-ferromagnetic elements, *Philos. Mag.*, **15**, 1018–1034.
- Stoner E.C., Wohlfarth E.P., 1948, A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A240**, 599–642.
- Stoner E.C., Wohlfarth E.P., 1991, A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, a reprint from 1948, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3475–3518.
- Sumner T.J., Pendlebury J.M., Smith K.F., 1987, Conventional magnetic shielding, *J. Phys. D.*, **20**, 1095–1101.
- Szymczak H., Szymczak R., 2008, Magnetocaloric effects, *Phys. Appl. Mater. Sci. (Poland)*, **26**, 807–814.
- Tejedor M., Fernandez A., Hernandez B., Carrizo J., 1985, Very simple torque magnetometer for measuring magnetic thin films, *Rev. Sci. Instrum.*, **56**, 2160–2161.
- ter Brake H.J.M., Huonker R., Rogalla H., 1993, New results in active noise compensation for magnetically shielded rooms, *Meas. Sci. Technol.*, **4**, 1370–1375.
- Thomson W., 1857, On the electrodynamic qualities of metals: effect of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron, *Proc. R. Soc.*, **8**, 546–550.
- Tishin A.M., Spichkin Y.L., 2003, *The Magnetocaloric Effect and Its Applications*, Institute of Physics Publishing, Philadelphia, PA.
- Todaka T., Maeda Y., Enokizono M., 2009, Counterclockwise/clockwise rotational losses under high magnetic field, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 20–24.
- Trutt F.C., Erdelyi E.A., Hopkins R.E., 1968, Representation of magnetization characteristic of DC machines for computer use, *IEEE Trans. Power Appl.*, **87**, 665–669.
- Tumanski S., 1988, The application of permalloy magnetoresistive sensors for nondestructive testing of electrical steel sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **75**, 266–272.
- Tumanski S., 2001, *Thin Film Magnetoresistive Sensors*, IOP Publishing, Bristol, U.K.
- Tumanski S., 2002a, Which magnetizing circuit is suitable for two-dimensional measurements, in *Proceedings of 2D Magnetic Measurements Workshop*, PTB-Bericht PTB-E-81, pp. 151–157.
- Tumanski S., 2002b, A multi-coil sensor for tangential magnetic field investigations, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 1153–1156.
- Tumanski S., 2005, New design of the magnetizing circuit for 2D testing of electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **5**, 32–34.
- Tumanski S., Bakon T., 2001, Measuring system for two-dimensional testing of electrical steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **223**, 315–325.
- Tumanski S., Baranowski S., 2007, Single strip tester of magnetic materials with array of magnetic sensors, *Przegl. Elektrotech.*, **83**, 46–49.
- Tumanski S., Pluta W., Soinski M., 2004, Analysis of magnetic field distribution in the sample of RSST device, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials Conference*, pp. 85–864.
- Underhill C.R., 2009, *Solenoids, Electromagnets and Electromagnets Windings*, University of Michigan Library, Ann Arbor, MI.
- Vajda P., Della Torre E., 1995, Ferenc Preisach, in memoriam, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, i–ii.
- Velazquez J., 1994, Giant magnetoimpedance in non-magnetostrictive amorphous wires, *Phys. Rev.*, **B50**, 16737–16740.
- Wadey W.G., 1956, Magnetic shielding with multiple cylindrical shields, *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 910–916.
- Waeckerle T., Alves F., 2006, Aliages magnetiques amorphes, in *Materiaux magnetiques en genie electrique 2*, Kedous-Lebous A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 1.
- Wakoh S., Yamashita J., 1966, Band structure of ferromagnetic iron self-consistent procedure, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **21**, 1712–1726.
- Warburg E., 1881, Magnetic investigations, *Ann. Phys.*, **13**, 141–164.
- Watazawa K., Sakuraba J., Hata F., Hasebe T., Chong C.K., Yamada Y., Watana-be K., Awaji S., Fukase T., 1996, A cryocooler cooled 6T NbTi superconducting magnet with room temperature bore of 220 mm, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 2594–2597.
- Webster W.L., 1925, Magnetostriction in iron crystals, *Proc. R. Soc.*, **109A**, 570–584.
- Weiser B., Pfützner H., Anger J., 2000, Relevance of magnetostriction and forces for the generation of audible noise of transformer cores, *IEEE Trans. Magn.*, **36**(5), 3759–3777.
- Weiss P., 1907, Hypothesis of the molecular field and ferromagnetic properties, *J. Phys.*, **6**, 661–690.
- Wenk H.R., van Houtte P., 2004, Texture and anisotropy, *Rep. Prog. Phys.*, **67**, 1367–1428.
- White R.L., 1992, Giant magnetoresistance: A primer, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2482–2486.
- Wilczynski W., Schoppa A., Schneider J., 2004, Influence of the different fabrication steps of magnetic cores on their magnetic properties, *Przegl. Elektrotech.*, **2**, 118–122.

- Williams H.J., Shockley W., 1949, A simple domain structure in an iron crystal showing a direct correlation with the magnetization, *Phys. Rev.*, **75**, 183–187.
- Williams H.J., Shockley W., Kittel C., 1950, Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary, *Phys. Rev.*, **80**, 1090–1094.
- Wills A.P., 1899, On the magnetic shielding effect of trilamellar cylindrical shields, *Phys. Rev.*, **9**, 193–213.
- Wolf S.A., Chitchekanova A.Y., Treger D.M., 2006, Spintronics—A retrospective and perspective, *IBM J. Res. Dev.*, **50**, 101–110.
- Woodward J.G., Della Torre E., 1960, Particle interaction in magnetic recording tape, *J. Appl. Phys.*, **31**, 56–62.
- Wrobel L.C., Aliabadi M.H., 2002, *The Boundary Element Method*, John Wiley & Sons, New York.
- Wrona J., 2002, Magnetometry of the thin film structures, PhD thesis, AGH University of Science and Technology, Cracow, Poland.
- Yabumoto M., 2009, Review of techniques for measurement of magnetostriction in electrical steels and progress towards standardization, *Przegl. Elektrotech.*, **1**, 1–6.
- Yamaguchi T., Senda K., Ishida M., Sato K., Honda A., Yamamoto T., 1998, Theoretical analysis of localized magnetic flux measurement, *J. Phys. IV*, **8**, 712–720.
- Yamazaki K., Muramatsu K., Hirayama M., Haga A., Torita F., 2006, Optimal structure of magnetic and conductive layers of a magnetically shielded room, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 3524–3526.
- Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K., 2004, Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions, *Nat. Mater.*, **31**, 868–871.
- Zeeman P., 1897, The effect of magnetization on the nature of light emitted by a substance, *Nature*, **55**, 347.
- Zemanek I., 2009, Single sheet and on-line testing based on MMF compensation method, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 79–83.
- Zheng Y., Zhu J.G., 1996, Micromagnetics of spin valve memory cell, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4237–4239.
- Zhu G.J., Lin Z.W., Guo Y.G., Huang Y., 2009, 3D measurement and modelling of magnetic properties of soft magnetic composite, *Przegl. Elektrotech.*, **1**, 11–15.
- Zhu J.G., Ramsden V.S., 1993, Two dimensional measurement of magnetic field and core loss using a square specimen tester, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2995–2997.
- Zhu G.J., Zhong J.J., Lin Z.W., Sievert J., 2003, Measurement of magnetic properties under 3D magnetic excitations, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 3429–3431.
- Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., Zhu J.Z., 2005, *The Finite Element Method. Its Basis and Fundamentals*, Butterworth Heinemann, St. Louis, MO.
- Zurek S., 2009, Static and dynamic rotational losses in non-oriented electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **85**, 89–92.
- Zurek S., Marketos P., Meydan T., 2004, Control of arbitrary waveform in magnetic measurements by means of adaptive iterative digital feedback algorithm, *Przegl. Elektrotech.*, **80**, 122–125.
- Zurek S., Marketos P., Meydan T., Moses A.J., 2005, Use of novel adaptive digital feedback for magnetic measurements under controlled magnetizing conditions, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 4242–4249.
- Zurek S., Meydan T., 2006, Rotational power losses of magnetic steel sheets in circular rotational magnetic field in ccw/cw direction, *IEE Proc. Meas. Sci. Technol.*, **153**, 147–157.
- Zurek S., Moses A.J., 2005, Adaptive iterative feedback algorithm for measurements of magnetic properties under controlled magnetizing conditions over wide frequency range, *Przegl. Elektrotech.*, **81**, 5–7.



# 第3章 磁性材料

## 3.1 软磁材料的一般知识

### 3.1.1 性质和分类

正如前面的讨论，通常认为铁磁或亚铁磁材料都是磁性材料，尽管有些材料（反磁性的和顺磁性）会表现出一定的磁特性。将磁性材料更进一步可分为两个独立大类：软磁材料和硬磁材料。主要判断依据是材料的矫顽力，IEC404-1 标准建议 1000A/m 矫顽力是区分两种材料的界限。这个界限很有象征性，因为由此区分的两类材料是完全不同的。对于软磁材料，矫顽力尽可能小（通常远小于 100A/m），而硬磁材料矫顽力则要有尽可能大（通常在 100,000A/m 以上）。对于硬磁材料还有一个子分类，叫做半硬磁材料（矫顽力在 1,000 和 100,000A/m 之间）。图 3.1 给出 Vacuumshemlze 生产的各种矫顽力下商用磁性材料，Vacuumshemlze 是一个主要的磁性材料制造商。

多种软磁材料产品覆盖了巨大市场：每年大约  $7 \times 10^6$ t，花费  $10^{10}$  欧元（Moses 2003）。考虑磁性能、应用、花费和其他性质，可将这些产品进行分类。例如，晶粒取向硅钢片在机械强度上要远高于非取向钢，所以生产晶粒取向钢的冲压模具更易磨损。即使在 SiFe 电工钢中，最好等级要比普通等级钢材贵上 10 倍。在便宜的亚铁和高质量软磁材料之间，价格差别更大。

因此选择合适的材料种类和质量，是满足应用需要的是一门重要知识。例如，

在产品制备后，高质量钢材可能会比便宜的钢材退化更厉害，便宜的钢材用相同技术可展现更好的性能（Schneider et al. 1998，Schoppa et al. 2000，Wilczynski et al. 2004）。图 3.2 给出了典型软磁材料的主要参数及其成本的对比。

如果能够找到高性能软磁性材料（高饱和极化、低损耗、小矫顽力，小磁致伸缩，

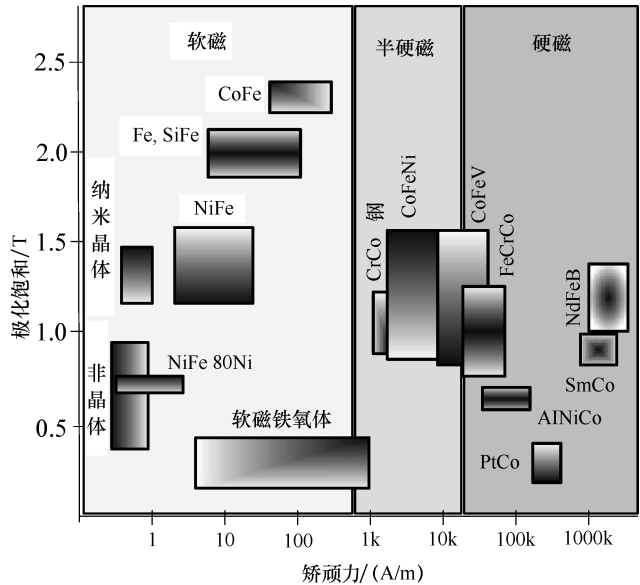


图 3.1 工业用磁材料的范围 (Vacuumshemlze 提供产品)

高力学性能), 哪怕价格更高, 也将很有实际意义, 但同时具备这样特性的材料几乎不存在。有时不得不接受折中方案——以饱和极化为代价换取高磁导率或换取小功率损耗, 以机械特性为代价换取性能高的磁参数等, 如图 3.3 所示。幸运的是, 多种多样的磁性材料比比皆是, 且采用合适的技术常常能找到理想的材料 (Fish 1990, Moses 1990, 1992, 2003, Pfützner 1992, Arai and Ishiyama 1994, McCurrie 1994, Kronmüller 1995, Stodolny 1995, Fiorillo 1996, Schneider et al. 1998, Goldman 1999, O'Handtey 2000, Beckley 2000, 2002, Geoffroy and Porteseil 2005, Peuzin 2005, Degauque et al. 2006, De Wulf 2006, Lebourgeois and Guyot 2006, Waecklerle 2006, Waeckerle and Alves 2006a, b, Kazimierczuk 2009)。

软磁材料的应用一直在不断变化和发展。例如, 传统认为硅钢片主要应用在电力工业领域。但是近些年, 随着电力电子设备应用越来越广泛, 要求材料工作频率 (大到几 MHz) 更高。在高频范围内, 电工钢损耗较高, 应该用纳米晶或亚铁材料代替 (见图 3.4)。其他辅助设备, 例如测量变压器 (互感器) 也应该随之采用高频材料制成。反过来, 纳米晶或非晶材料发展又会促进新型电工钢进一步发展 (例如 0.15mm 薄测量计的使用)。

考虑多种软磁性材料的重要性, SiFe 电钢片几乎占据市场份额的 80%, 如图 3.5 所示。这些亚铁和 NiFe, 占据份额比 95% 还要多, 由此看到包括非晶的和纳米晶等在内的其他材料都处于边缘状态。

图 3.5 是全世界每年多种性能的软铁磁材料生产量与销售量对应分布图。在电力

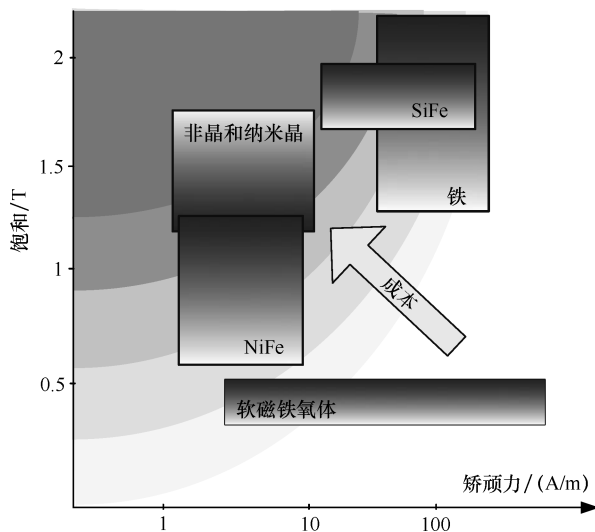


图 3.2 典型软磁材料矫顽力、饱和度和成本对比

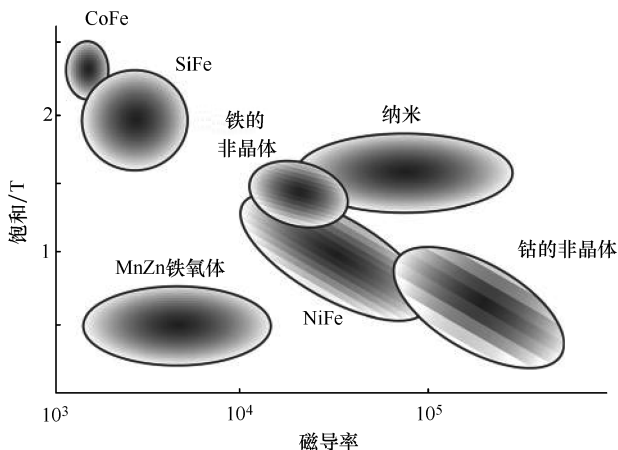


图 3.3 典型软磁材料矫顽力和磁导率的对比  
(After Moses, A. J., Przegl. Elektr., 79, 457, 2003.)

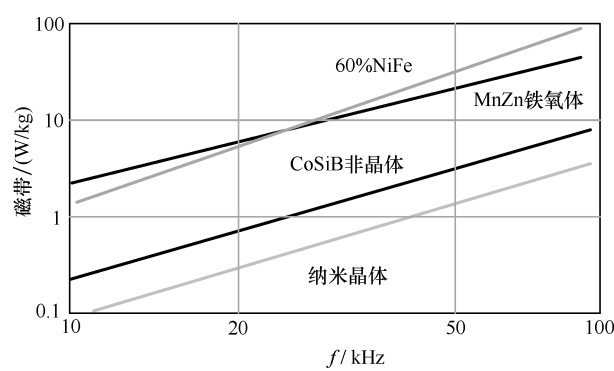


图 3.4 低频和高频材料的磁滞损耗

(From Kolano, R. and Kolano-Burian, A., Przegl. Elektr., 78,241, 2002.)

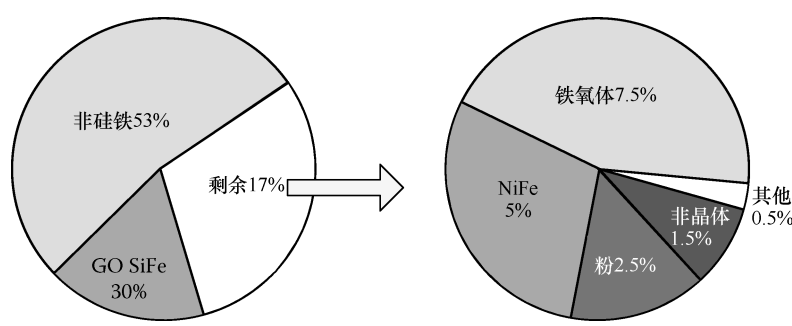


图 3.5

设备中（电力和配电变压器、电机），最重要因素是低功耗、高饱和极化特性。如果仅仅在硅钢片和非晶材料（忽略其他因素）中选择的话，有时就会有冲突——非晶材料功率损耗小，但是明显的饱和极化也较小。表 3.1 给出了主要软磁材料的参数对比。

表 3.1 主要软磁材料的参数比较

| 参数                      | 3% SiFe Go | FeSiB<br>金属玻璃 | NiFe20<br>坡莫合金 | Co50Fe50<br>波明德合金 | MnZn<br>铁素体       |
|-------------------------|------------|---------------|----------------|-------------------|-------------------|
| $B_s$ /T                | 2.03       | 1.56          | 0.82           | 2.46              | 0.2-0.5           |
| $H_c$ / (A/m)           | 4 ~ 15     | 0.5 ~ 2       | 0.4 ~ 2        | 160               | 20-80             |
| Pl. 5T/50Hz/ (W/kg)     | 0.83       | 0.27          |                | 1                 |                   |
| PlT/1kHz/ (W/kg)        | 20         | 5             | 10             | 20                |                   |
| $\mu_{max} \times 1000$ | 20 ~ 80    | 100 ~ 500     | 100 ~ 1000     | 2 ~ 6             | 3 ~ 6             |
| 频率范围/kHz                | 3          | 250           | 20             | 接近 1kHz           | 2000NiZn- 1000000 |

如果材料作为磁屏蔽使用，那么其损耗相对于磁导率就不重要了，因此建议使用非晶或永久磁性材料。在高频应用情况下，除去损耗，磁性能（例如磁导率）伴随频率的退化非常显著。所以从表 3.1 中可以看到，此时材料应该按照下列次序排列：

SiFe、NiFe、非结晶或者非晶体型的、MnZn 亚铁、NiZn 亚铁（在微波范围内）。

尤其重要的是钴铁合金，因为它的最高磁感应强度值达 2.46T，表现出很高的饱和极化特性。表 3.2 给出了软磁材料的典型应用。

表 3.2 软磁材料的典型应用

| 应用    | 电工钢 | 非晶体铁 | 粉 | CoFe | Ferrite |
|-------|-----|------|---|------|---------|
| 电力变压器 |     |      |   |      |         |
| 配电变压器 |     |      |   |      |         |
| 电灯镇流器 |     |      |   |      |         |
| 感应电机  |     |      |   |      |         |
| 发电机   |     |      |   |      |         |
| 电抗器   |     |      |   |      |         |
| 其他电动机 |     |      |   |      |         |
| 特殊变压器 |     |      |   |      |         |
| 电抗器   |     |      |   |      |         |
| 电力电子  |     |      |   |      |         |
| 仪器仪表  |     |      |   |      |         |
| 脉冲电源  |     |      |   |      |         |
| 屏蔽    |     |      |   |      |         |

来源：Afer Moses, A. J. , Przegl. Elektr. , 80, 1181, 2004. 获许。

图 3.6 给出了当前商用的多种软磁材料。下面章节将对这些材料性能进行详细讨论。

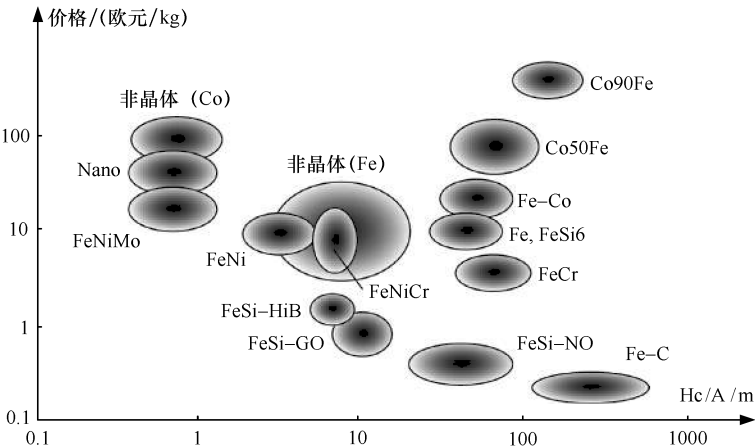


图 3.6 目前多种商用的软磁材料

(After Waecklerle, T. , Matériaux magnetiques doux speciaux et applications, in Matériaux magnetiques en genie electrique I, Kedous-Lebouc, A. (Ed. ), Lavoisier, Chapter 3, pp. 153-223, 2006. )

3.1.2 纯铁

纯铁拥有良好的性能：大的饱和极化特性  $J_s = 2.15\text{T}$ ，低矫顽力  $H_c = 3 \sim 12\text{A/m}$  和高磁导率  $\mu_{\max} = 280,000$ （单晶体磁化退火后甚至达  $1,400,000$ ）。但问题是仅仅是纯铁才会表现出这样优越性能，即使有一点点杂质也会引起磁特性的明显下降，如图 3.7 所示。在实际中，这样极纯的铁是很昂贵的，也仅仅用于实验室。

商用纯铁有很小的磁导率  $\mu_{\max} = 10,000 \sim 20,000$ ，大的矫顽力  $H_c = 20 \sim 100\text{A/m}$ ，因为碳、锰、磷、硫、氮和氧元素等杂质的存在阻碍了畴壁运动。通过在氢中对材料进行退火处理  $1200^\circ\text{C} \sim 1500^\circ\text{C}$ ，可以移除大部分杂质，但是这个过程成本也很昂贵。

纯铁电阻率很低  $\rho = 10\mu\Omega\text{cm}$ （与  $\text{GO SiFe}$  电阻率  $45\mu\Omega\text{cm}$  和非晶材料电阻率  $140\mu\Omega\text{cm}$  相比），这样小导电率会引起大的涡流损耗，会妨碍纯铁在交流场中的应用。

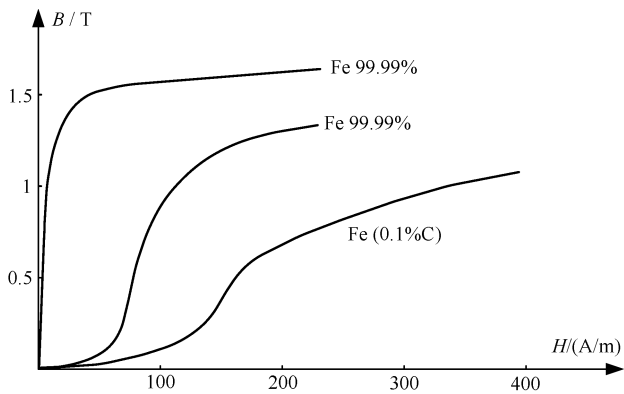


图 3.7 铁的磁化曲线  
(After McCurrie, R. A., Ferromagnetic Materials, Academic Press, London, U. K., 1994.)

如果材料采用铁粉的形式，生产成本高昂和应用频率受限两个难题就可以得到解决。材料由磨碎的铁（或铁合金<sup>⊖</sup>）制造，研磨成微粒的尺度为  $5 \sim 200\mu\text{m}$ ，并且用绝缘材料压制铁粉。这种材料电阻率是  $\rho = 10^4\mu\Omega\text{cm}$  数量级，因此可应用在  $100\text{kHz}$  高频范围内（尤其  $\text{NiFe}$  粉末的频率高达  $100\text{MHz}$ ）（Kazimierzczuk 2009）。

经常使用烧结技术替代廉价的压制工艺，以使粉末材料产生更好的磁性能，如表 3.3 所示。

表 3.3 磁粉的直流磁参数

|                               | 压制              | 烧结             |
|-------------------------------|-----------------|----------------|
| $B$ ( $8000\text{A/m}$ )      | $1.65\text{T}$  | $1.75\text{T}$ |
| $B_r$ (从 $8000\text{A/m}$ 开始) | $0.34\text{T}$  | $0.93\text{T}$ |
| $H_c$ ( $8000\text{A/m}$ 开始)  | $192\text{A/m}$ | $80\text{A/m}$ |
| $\mu_{\max}$                  | 800             | 7000           |

来源：Bularzik, J. H. et al., J. Phys., 8, Pr2-747 1998。

⊖ 在粉末材料中也可包含其他物质,如  $\text{NiFe}$  或硅铝铁粉。

作为铁心粉末材料,最常使用的是羰基铁。在1925年ASF公司开发了从五羰基铁  $\text{Fe}(\text{CO})_5$  获取特别纯铁粉末技术。通过铁羰基的热分解,能获取99.8%纯铁粉,球形粒尺寸为  $1 \sim 8 \mu\text{m}$ 。

虽然,碳的出现会明显降低铁的磁性能,如图3.6和图3.7所示,但低碳钢铁价格低廉,且具有好的力学性能,作为磁性材料得到了广泛使用。低碳钢铁材料中含有:碳0.04%~0.06%;磷0.05%~0.15%;锰0.35%~0.8%;硫0.006%~0.025%和硅0.05%~0.25%。虽然低碳电工钢磁性能差,但是在许多便宜的设备中确实受欢迎,像小发动机、电动机或电机机械装置。图3.9给出了Fe-C合金局部图片。

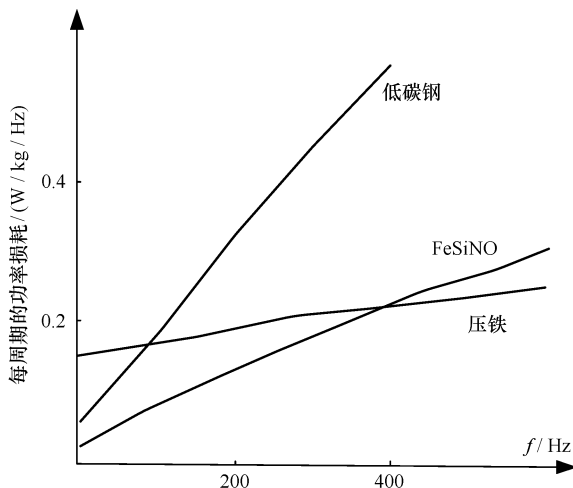


图 3.8 非纯铁材料的损耗

(After Buarzik, J. H. et al. J. Phys., 8, Pr2-747, 1998.)

铁以两种同位素的形式存在： $\alpha$ -铁（亚铁Fe-C）体心立方铁磁物和 $\gamma$ -铁（奥氏体Fe-C）面心立方体。碳的含量超过0.008%的铁就是不纯的碳化铁（铁的碳化物， $\text{FeC}_3$ ），高于210℃时就不具有磁性了。在 $\alpha$ 铁和 $\gamma$ 铁之间的转换温度是 $910^\circ\text{C}^\ominus$ ，但是在居里点温度 $768^\circ\text{C}$ ，亚铁也是具有磁性的。

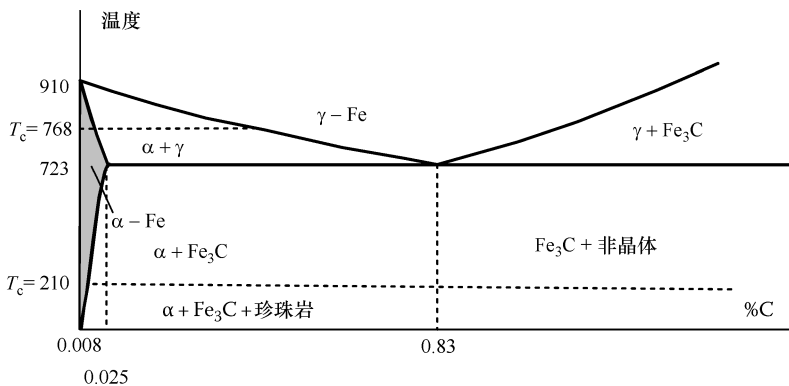


图 3.9 Fe-C合金的阶段图表

尤其重要的是Fe-Co合金Fe50Co50,表现出很大的磁饱和极化率 $J_s = 2.46\text{T}$ ,并且

① 高于 $1538^\circ\text{C}$ 铁是强磁性的体心立方结构的像,  $\delta\text{-Fe}$ 。

具有很高的居里温度 ( $T_c = 930^{\circ}\text{C}$ )。为了提高 FeCo 合金力学性能 (且增大电阻率  $\rho = 40\mu\Omega\text{cm}$ )，需要加入少量 Fe49Co49V2。合金 Fe6Co94 具有很高的居里温度 ( $T_c = 950^{\circ}\text{C}$ ) (纯钴的居里温度为  $T_c = 1130^{\circ}\text{C}$ )。表 3.4 收集了铁和其一些合金的磁性能。

表 3.4    铁和铁合金材料磁参数

|                | $H_c / (\text{A/m})$     | $\mu_{\max} \times 1000$ | $J_1 / \text{T}$ |
|----------------|--------------------------|--------------------------|------------------|
| 99.95 铁        | 4                        | 230                      | 2.15             |
| 铁 (商用)         | 20 ~ 100                 | 4 ~ 20                   | 2.15             |
| 羰基 (粉末)        | 6                        | 20                       | 2.15             |
| CoFe2% (波明德合金) | 200                      | 3                        | 2.4              |
| 低碳钢 C          | 功率损耗 5.5 ~ 10W/kg 在 1.5T |                          |                  |
| 0.04% ~ 0.06%  | 50Hz 时                   |                          |                  |

3.2    硅铁电工钢

3.2.1    常规晶粒取向 SiFe 钢

如图 2.25 所示，有两项发明打破了电工钢发展历史：加入硅和戈斯纹理。第一项发明是由 Robert Hadfield 在 1902 年提出的，并且在 1903 年申请了发明专利。第二项发明是 Morman Goss 在 1934 年申请专利，并在 1935 年进行了描述。

如前边讨论的那样，纯铁的重要缺陷是其相对电阻率低和涡流损耗大。图 3.10 给出了不同铁合金材料的电阻率。可以看到，提升电阻率的最好办法是加入硅和铝。加入硅会影响饱和极化性和居里温度 (因为硅的加入，两者都会降低，见图 3.11)。

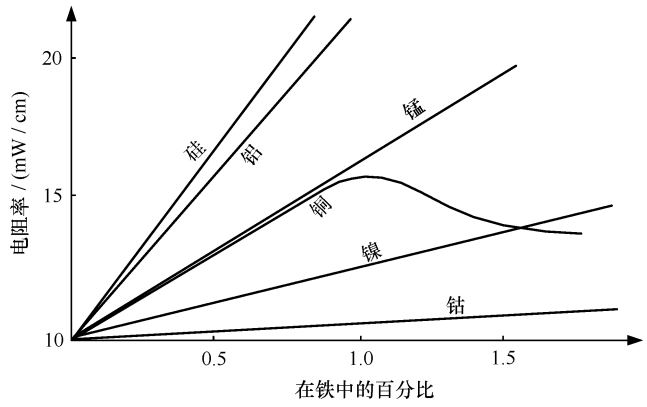


图 3.10    不同合金材料的电阻率

从图 3.11 可以知道，最好是 6.5% 的硅，因为电阻率会增大 7 倍，且材料是非磁致伸缩的。不幸的是，这种材料非常硬且脆，在轧制过程和最后的冲压时，这些都是弊端。在实际中仅仅加入 3% ~ 4% 的硅元素就可进行

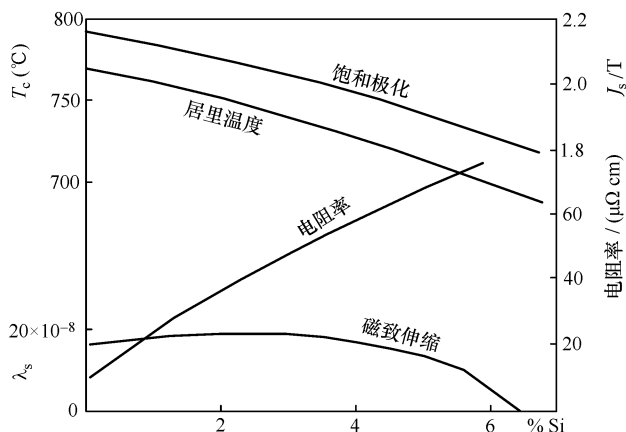


图 3.11 硅含量不同的电和磁参数

正常冲压过程。加入过量硅会导致饱和极化和磁导率的降低。因此，虽然在市场上可以买到加入 6.5% 的 SiFe（体积小、价格高），但生产制造取向硅钢常加入 2.7% ~ 3.3% 的硅。

图 3.12 给出了硅钢相图的一部分。在  $\alpha$  铁和  $\gamma$  铁之间的转换温度是 911°C。对于高于 1.86% 的硅元素，这种转变不再发生，且将材料退火到高温可以移除寄生的杂质。在 SiFe 中，最不需要的杂质是碳、氧化物、硫和氮，因为即使很少量的这些元素也会增加磁滞损耗的。因此，开始材料应该是尽可能的纯，经过再加工后，这些杂质元素应该低于  $10 \times 10^{-6}$ 。

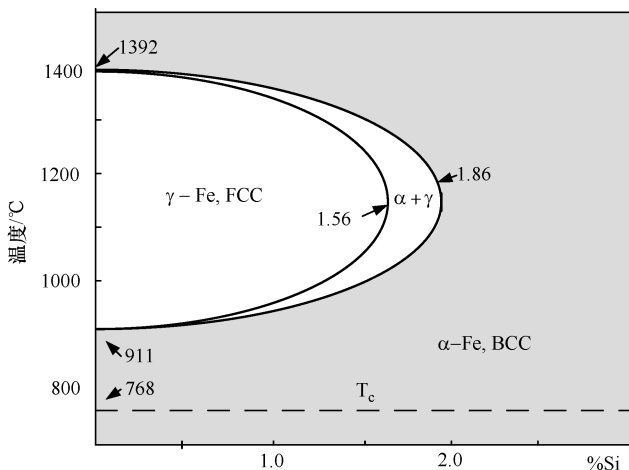


图 3.12 硅钢片的相图

图 3.13 给出了 GO SiFe 生产的典型流程。Goss 发明是一种产生晶状纹理结构的方法。通过合适的组合退火和冷轧，在轧制 (001) 晶粒方向上和 (110) 面靠近薄片表面都是优先生长方向。同时，抗化剂硫化锰 (MnS) 会抑制其他晶粒的生长。图 3.14



给出了 GO 电工钢晶粒结构的例子。

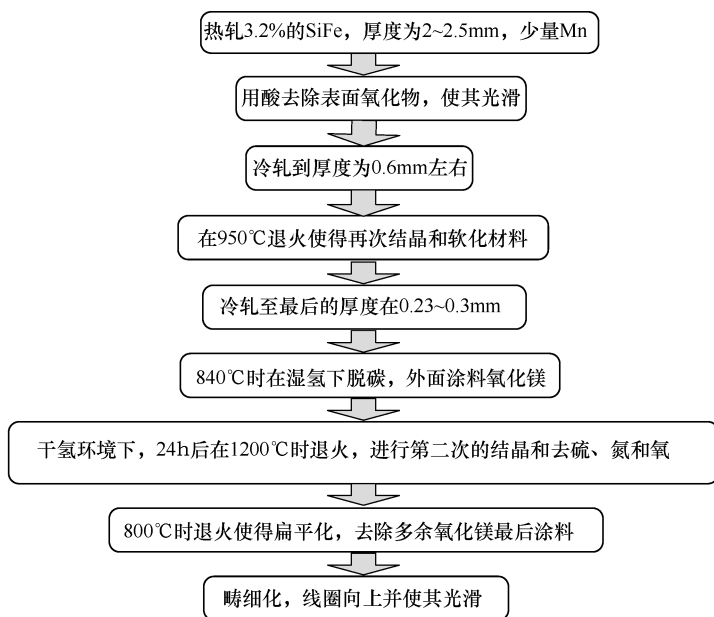


图 3.13 GO SiFe 生产流程

(来自 Moses, A. J., IEE Proc., 13Z 233, 1990.)

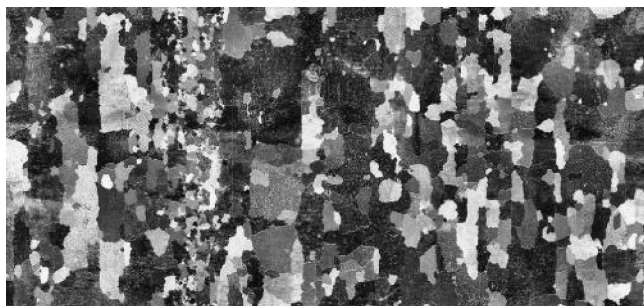


图 3.14 GO SiFe 的晶粒结构：左边可以看见一条不完全再结晶线

在晶粒取向钢中，从各向异性性质中获知在易磁化轴  $[100]$  上，铁晶体有最好的磁性能（图 3.14 所示）。因此，尽力获取最好的 Goss 结构，使大晶粒结构排列在一个方向上。图 3.15 给出了磁感应强度和损耗对倾斜角度的依赖关系。令人惊奇的是，损耗的最小值发生在晶粒稍微偏离理想方向时，获得最好结果的是晶粒取向大约为  $2^\circ$ 。

从图 3.16 和图 3.17 得到的畴研究结果，可以部分解释图 3.15 数据。完美的晶粒取向 ( $0^\circ$ ) 与倾斜角度  $2^\circ$  相比有更宽的  $180^\circ$  畴壁空间。这个畴的宽度强烈影响着附加损耗（见图 2.118）。施加一个压力这个畴壁空间会明显减少，这是使畴变细化的一种

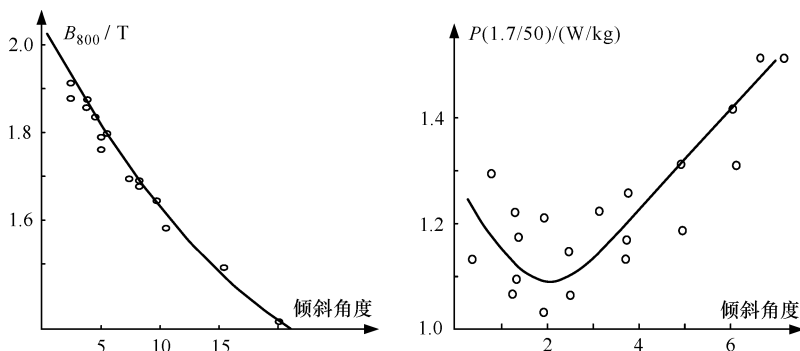


图 3.15 磁通和铁心损耗与倾斜角度关系

(After Littmann M. F., J. Appl. Phys., 38, 1104, 1967; Littmann M. F., IEEE Trans. Magn., 7, 48, 1971; Littman, M. F., J. Magn. Magn. Mater., 26, 1, 1982; Nozawa, T. et al., IEEE Trans. Magn., 14, 252, 1978.)

方法。

在产品生产过程中第一次退火后，晶粒的尺寸只有 0.02mm 左右。在第二次退火后（第二次重结晶），Goss 取向晶粒薄片厚度逐渐达到直径 3 ~ 7mm，平均取向角大约是 6°。

理论上，晶粒越大越好，但测量损耗与晶粒尺寸并不能证明这一简单的关系。实际上，畴观察的结果证实大晶粒有更加宽畴空间（Beckley 2000）。这就是常规 GO 钢中晶粒直径不会超过 8mm 的原因。

当保证磁化仅加在轧制方向上时，沿着轧制方向会体现出完美的优越磁性。但是，当励磁不精确在轧制方向上，这一优点可能会成为技术难题（例如一个矩形铁心的角落）。在这种情况下，不得不预计材料特性会出现极大的退化。图 3.18 给出了在各种励磁方向上确定的磁化曲线和损耗（Tumanski 2002）。

根据国际标准基于功率损耗对 GO 电工钢进行分类。欧洲 EN10107 标准对于钢材等级使用下面术语：

a. 第一个字母 M 表示电工钢

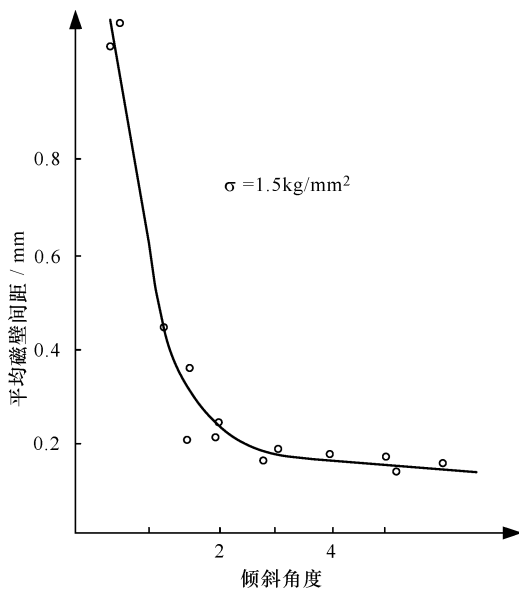


图 3.16 平均畴间距与不同倾斜角度关系

(After Nozawa, T et al., IEEE Trans. Magn., 14, 252, 1978.)

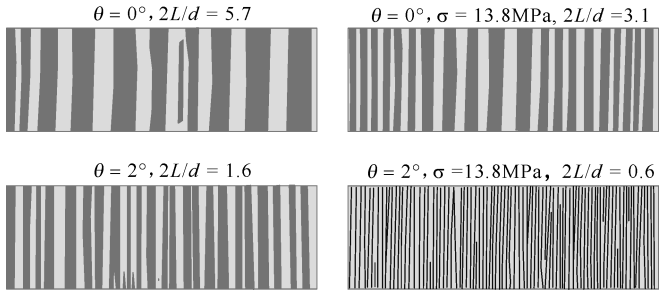


图 3.17 3% FeSi 晶体的畴结构 ( $\theta$  是倾斜角;  $2L$  为域空间;  $d$  为厚度)  
(After Shilling, J. W. et al., IEEE Trans. Magn., 14, 104, 1978; 1978a.)

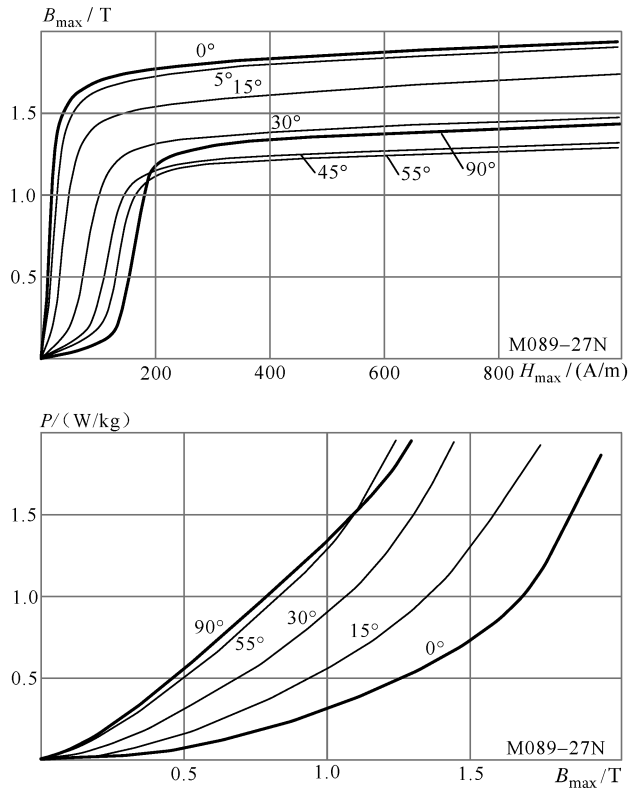


图 3.18 不同方向的 GO SiFe 钢片的磁性能 (来自 Turnanski, S., 2002.)

- b. 第一个字母后的三个数字, 标明在 1.5T 或 1.7T 时测量的损耗值。
  - c. 下两个数字表示厚度。
  - d. 最后一个字母表示材料类型: N, 普通的 (在 1.5T 时测量损耗), S, 低损耗的 (在 1.7T 时的损耗); P, 高磁导率 (在 1.7T 时的损耗)。
- 例如, M097-30N 意味着电工钢 (M), 普通等级 (N), 材料的厚度为 0.3mm (30),

在 1.5T 时的功率损耗不会超过 0.97W/kg<sup>⊖</sup>。表 3.5 依据 EN 10107 标准给出了 GO 电工钢的例子。

表 3.5 EN10107 标准中电工钢的分类

| 名 称          | 厚度/mm | 损耗<br>(1.5T, 50Hz)/(W/kg) | 损耗<br>(1.7T, 50Hz)/(W/kg) | 极化<br>800A/m/T |
|--------------|-------|---------------------------|---------------------------|----------------|
| 一般材料         |       |                           |                           |                |
| M080-23N     | 0.23  | 0.80                      | 1.27                      | 1.75           |
| M089-27N     | 0.27  | 0.89                      | 1.40                      | 1.75           |
| M097-30N     | 0.30  | 0.97                      | 1.50                      | 1.75           |
| M111-35N     | 0.35  | 1.11                      | 1.65                      | 1.75           |
| 低损耗材料        |       |                           |                           |                |
| M120-23S     | 0.23  | 0.77                      | 1.20                      | 1.78           |
| M130-27S     | 0.27  | 0.85                      | 1.30                      | 1.78           |
| M140-30S     | 0.30  | 0.92                      | 1.40                      | 1.78           |
| M150-35S     | 0.35  | 1.05                      | 1.50                      | 1.78           |
| 高磁导率材料 (HiB) |       |                           |                           |                |
| M100-23P     | 0.23  |                           | 1.00                      | 1.85           |
| M103-27P     | 0.27  |                           | 1.03                      | 1.88           |
| M105-30P     | 0.30  |                           | 1.05                      | 1.88           |
| M111-30P     | 0.30  |                           | 1.11                      | 1.88           |
| M117-30P     | 0.30  |                           | 1.17                      | 1.85           |

图 3.19 给出了等级为 M089-27N 的典型 GO SiFe 钢的参数，表 3.6 给出了一个类似钢样品测量结果（用爱波斯坦方法测量）的例子。

⊖ 不幸的是,不同的国家往往采用不同的标准: ASTM A876m (美国材料与试验协会), JIS C2553 (日本工业标准), AISI 分类 (美国钢铁协会), IEC 60404-8-7 (国际电工委员会)。但是所有标准分类使用相同的参数: 功率损耗、厚度和材料类型。例如, 日本标准分类 Go 钢: Z, 正常; ZH, HiB 钢; ZDKH, 激光磁畴细化。例如, 30ZHF100 意味着 HiB 钢厚度 0.3mm 和 1.7T/50Hz 不超过 1W/kg 的功率损耗。根据美国标准 30P154M 意味着厚度不超过 0.3mm, 1.7T/60Hz 下功率损耗 1.54W/kg (或根据 ASTM A876 标准就相当于 30P070, 厚度 0.3mm 和功率损耗 1.7T/60Hz 下不超过 0.7W/lb)。此外, 有许多不同的公司命名, 如 ORSI (Thyssen), ORIENTCORE (Nippon Steel) 等, 可以利用自己的标准分类。

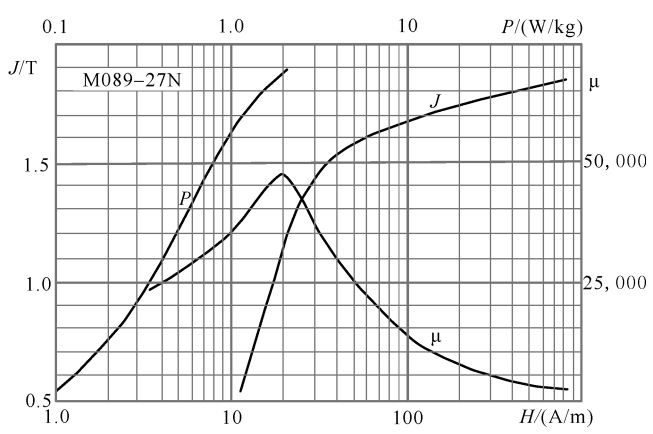


图 3.19 典型 GO SiFe 钢参数——等级：M089-27N

表 3.6 典型 GO SiFe 的钢测量结果的例子——等级：M089-27N

| $J_{\max}/\text{T}$ | $B_r/\text{T}$ | $H_{\max}/(\text{A/m})$ | $H_c/(\text{A/m})$ | $P/(\text{W/kg})$ | $\mu$  |
|---------------------|----------------|-------------------------|--------------------|-------------------|--------|
| 0.1                 | 0.048          | 4.2                     | 2                  |                   | 18,800 |
| 0.2                 | 0.136          | 6.7                     | 4                  | 0.016             | 23,600 |
| 0.3                 | 0.189          | 8.9                     | 6                  | 0.034             | 26,700 |
| 0.4                 | 0.262          | 10.7                    | 8                  | 0.060             | 29,500 |
| 0.5                 | 0.343          | 12.4                    | 9                  | 0.091             | 31,900 |
| 0.6                 | 0.433          | 14.1                    | 11                 | 0.129             | 33,700 |
| 0.7                 | 0.530          | 15.6                    | 12                 | 0.174             | 35,700 |
| 0.8                 | 0.629          | 17.0                    | 13                 | 0.224             | 37,400 |
| 0.9                 | 0.735          | 18.4                    | 15                 | 0.281             | 38,900 |
| 1.0                 | 0.846          | 19.6                    | 16                 | 0.345             | 40,500 |
| 1.1                 | 0.959          | 21.3                    | 17                 | 0.417             | 41,000 |
| 1.2                 | 1.076          | 23.0                    | 18                 | 0.495             | 41,400 |
| 1.3                 | 1.180          | 25.8                    | 19                 | 0.582             | 40,000 |
| 1.4                 | 1.302          | 31.1                    | 20                 | 0.684             | 35,800 |
| 1.5                 | 1.407          | 40.4                    | 21                 | 0.802             | 29,500 |
| 1.5                 | 1.511          | 62.0                    | 22                 | 0.952             | 20,500 |
| 1.7                 | 1.620          | 132.8                   | 24                 | 0.189             | 10,200 |
| 1.8                 | 1.685          | 455.8                   | 27                 | 1.590             | 3,100  |
| 1.9                 | 1.726          | 1767.3                  | 33                 | 2.026             | 900    |

3.2.2 HiB 晶粒取向电工钢

传统的 GO SiFe 钢片有戈斯（Goss）结构，晶粒取向耗散角大约是  $6^\circ$ 。在 1965

年，Nippon 钢铁公司发明了一种新的技术，能提高 GO SiFe 钢材的产量（Taguchi and Sakakura 1964，1969，Yamamoto et al. 1972）。在开始融化时加入 0.025% 的铝，由于铝的氮化物 ALN 充当了抗化剂，生产过程得到了简化。热轧材料在氮气中最初退火温度在 1100℃，经一个周期中的冷轧到最终厚度。经过该常规方法后，进行脱碳，在 1200℃ 批量退火处理再结晶，并最后在 800℃ 完成退火。

结果获得了一类具有更好纹理结构的材料：倾斜角度平均为 2° ~3°，晶粒尺寸超过 10mm。这种材料在更高的极化处（高于 1.7T），表现出更低的损耗，反过来在明显更低的磁场强度处也可达到这种效果。这种钢片称为高磁导率材料（HiB）。图 3.20 给出了 HiB 和普通钢材料极图的对比结果。

在 1973 年由 Kawasaki 钢铁公司加入抗化剂 MnSe + Sb 引入类似的新技术，同样在 1975 年由 Allogheny Ludlum 钢铁公司用硼作为抗化剂引入技术。Kawasaki 技术有两个周期的冷轧过程（Goto et al. 1975，Fiedler 1977）。

应该注意到，HiB 钢的优良特性在高极化下尤其明显。对于小的极化，HiB 钢片不具任何优势，有时这种材料仅可与普通材料相比，或甚至比普通材料更差。表 3.7 给出了 HiB 钢样品测量结果的例子（用爱波斯坦方法）。图 3.21 给出了 HiB 钢的典型参数。

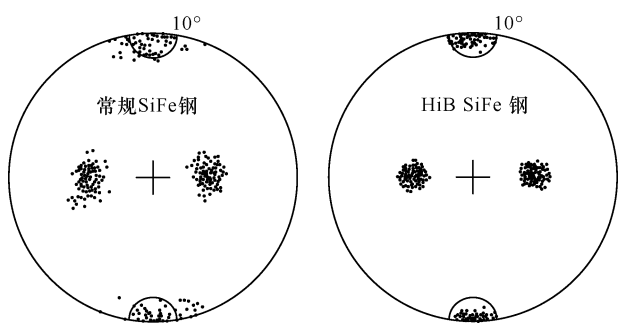


图 3.20 HiB 和普通钢（100）平面极图的对比  
(From Yamamoto, T. et al. , IEEE Trans. Magn. , 8, 677, 1972. )

表 3.7 典型 HiB GO SiFe 钢的测量结果——等级：M100-23P

| $J_{\max}/T$ | $B_t/T$ | $H_{\max}/(A/m)$ | $H_c/(A/m)$ | $P/(W/kg)$ | $\mu$  |
|--------------|---------|------------------|-------------|------------|--------|
| 0.1          | 0.054   | 2.9              | 1.9         |            | 27,300 |
| 0.2          | 0.142   | 5.3              | 3.7         | 0.014      | 29,800 |
| 0.3          | 0.210   | 7.2              | 5.1         | 0.031      | 33,200 |
| 0.4          | 0.287   | 8.9              | 6.6         | 0.054      | 35,600 |
| 0.5          | 0.378   | 10.6             | 8.0         | 0.083      | 37,500 |
| 0.6          | 0.479   | 11.7             | 9.4         | 0.117      | 40,700 |
| 0.7          | 0.572   | 13.2             | 10.9        | 0.157      | 42,200 |
| 0.8          | 0.676   | 14.5             | 12.3        | 0.203      | 43,900 |
| 0.9          | 0.774   | 15.5             | 13.6        | 0.256      | 46,000 |

(续)

| $J_{\max}/\text{T}$ | $B_t/\text{T}$ | $H_{\max}/(\text{A}/\text{m})$ | $H_c/(\text{A}/\text{m})$ | $P/(\text{W}/\text{kg})$ | $\mu$  |
|---------------------|----------------|--------------------------------|---------------------------|--------------------------|--------|
| 1.0                 | 0.885          | 17.0                           | 14.9                      | 0.314                    | 46,800 |
| 1.1                 | 0.999          | 18.4                           | 15.9                      | 0.379                    | 47,700 |
| 1.2                 | 1.069          | 18.5                           | 18.0                      | 0.467                    | 51,700 |
| 1.3                 | 1.205          | 20.8                           | 18.2                      | 0.534                    | 49,800 |
| 1.4                 | 1.302          | 23.4                           | 18.80                     | 0.622                    | 47,700 |
| 1.5                 | 1.418          | 28.1                           | 19.0                      | 0.720                    | 42,500 |
| 1.5                 | 1.527          | 38.4                           | 20.6                      | 0.839                    | 33,200 |
| 1.7                 | 1.622          | 64.6                           | 21.8                      | 0.999                    | 20,900 |
| 1.8                 | 1.732          | 185.5                          | 24.2                      | 1.301                    | 7,700  |
| 1.9                 | 1.783          | 1155.0                         | 30.3                      | 1.827                    | 1,300  |

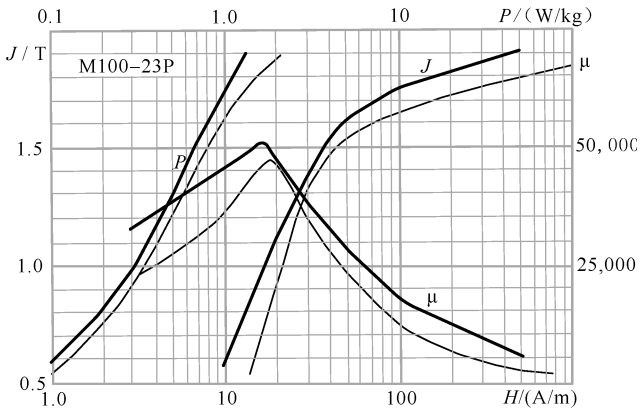


图 3.21 典型 HiB GO SiFe 钢的参数——等级：M100-23N（细线；与常规钢片参数相同）

像在上一节讨论的那样（见图 3.15 ~ 图 3.17），完美晶粒取向的效果因为宽畴壁间距而削弱了。因此，HiB 钢通常在畴细化工艺下生产：激光刻制、离子照射、火花烧蚀、凹槽制造、化学处理、覆层应力（Nozawa et al. 1978, 1979, 1996, Fukuda et al. 1981, Iuchi et al. 1982, Ichijima et al. 1984, Krause et al, 1984, Beckley et al. 1985, Takahashi et al. 1986, Yabumoto et al. 1987, Sato et al. 1998）。近些年，最常用的技术是激光刻制（有时也用应力覆层或者化学蚀刻）。

图 3.22 给出了畴细化对损耗地影响。可以清楚地看到，当样品晶状取向接近于完美时，畴的细化最成功。这与图 3.16 和图 3.17 所示畴研究结果一致。因此，在 HiB 钢中通常使用畴细化技术。

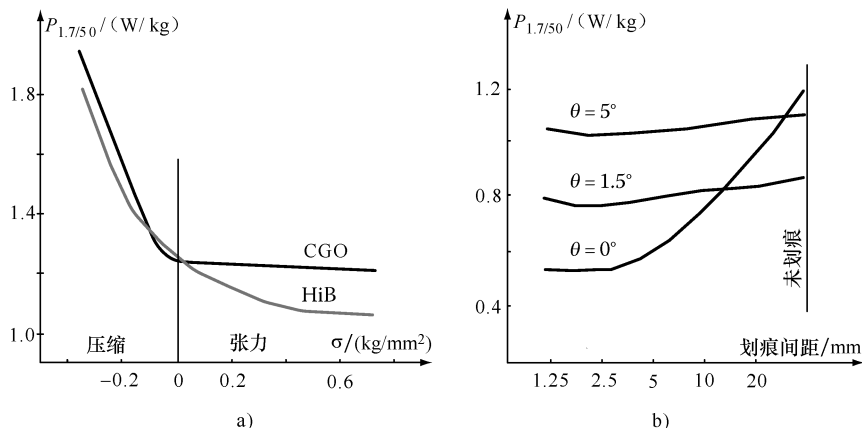


图 3.22 应力和激光刻蚀对损耗影响 a) 普通 CGO 和 HiB 钢 b) 单晶体 ( $t=0.2\text{mm}$ ) 样品  
(After Yamamoto, T. et al., IEEE Trans. Magn., 8, 677, 1972; Nozawa T. et al., IEEE Trans. Magn., 15, 972, 1979.)

通常, 高功率激光聚集在一个  $150\mu\text{m}$  的点上, 沿轧制方向刻画出一条横线, 刻线间距大约  $5\text{mm}$ 。图 3.23 给出激光刻画工艺的结果。在应用畴细化之后, 铁心损耗比未处理高磁导率钢降低  $5\% \sim 10\%$ 。从图 3.23 可知畴细化实际上不会改变静态磁滞损耗。因为激光刻画后,  $P/f=f(f)$  会更加线性化 (比较图中显示为细直线), 这意味着畴细化作用主要是为降低额外损耗 (与畴壁相关)。

### 3.2.3 SiFe 非取向电工钢

如图 3.18 所示, 晶粒取向 SiFe 钢是强各向异性的, 所以在不同于轧制方向上磁特性更差。这样, 如果不能保证磁通的方向和轧制方向一致 (例如在旋转电机中), 可预见到与未加工的材料相比, 轧制后材料会体现出较差的性能。在这种情况下, 更建议采用非取向材料。

图 3.24 给出了在多种磁化角度下典型 NO 钢磁化曲线的例子。应该注意, 这种材料不是纯粹各向同性的,

但是与晶粒取向钢相比, 伴随着磁化方向改变性能改变很小。这就是在旋转电机中 NO 材料使用比晶粒取向材料多的原因 (见图 3.25)。

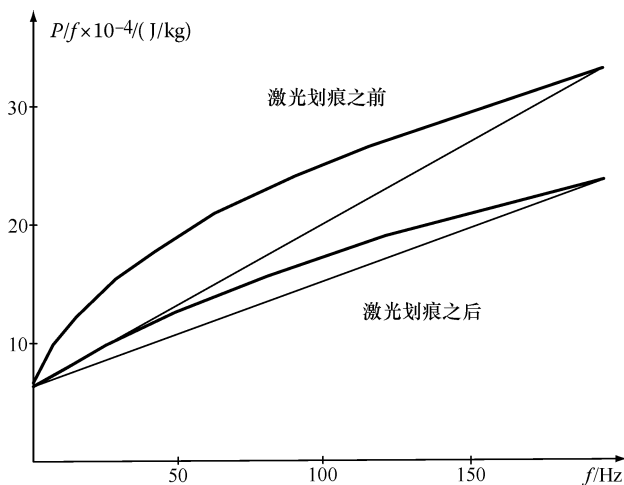


图 3.23 激光刻蚀前后每周期的铁心损耗  
(0.23mm 的 GO3% SiFe) (After Nozawa, T. et al. IEEE Trans. Magn., 32, 572, 1996.)



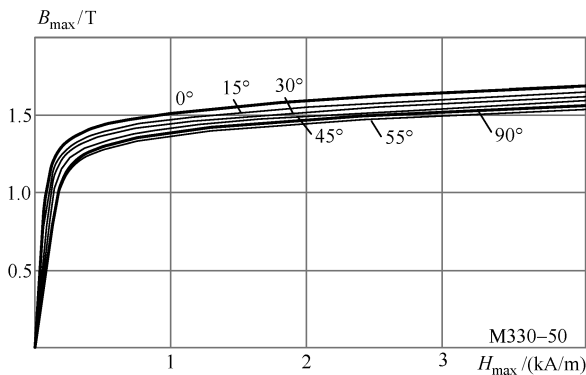


图 3.24 不同磁化角度的典型无晶粒取向性钢的磁化曲线  
(From Tumanski S., 2002,)

图 3.25 给出了典型非取向 SiFe 钢的主要特性。与同尺寸常规的晶粒取向钢 (CGO) 对比特性相似。可以看到一般情况下, NO 钢相比 CGO 钢品质低。但是, 在考虑到设备经济因素, 这样低性能也是可以接受的: NO 钢片更便宜一些。而且, 因 SiFe 钢片含少量的硅 (0% ~ 3%), 它更易延展, 这意味着用相同的冲压工具可以冲压出更多的零部件。

NO 钢片可能交货形式有两种: 成品和半成品。在半成品的情况下, 在冲压后用户必须对材料进行退火。半成品钢仅仅去掉了一部分碳酸基, 便获得了更好冲压能力 (在最后退火时去掉最后的碳酸基)。因为不需要 24h 退火的重新结晶和晶粒生长, 产品生产过程非常简单 (且快速, 所以价格便宜) (见图 3.26)。

在退火期间, 应该注意不要让额外的晶粒生长。因此, 在退火和冷处理期间必须精确控制。最优的晶粒尺寸大约是 100 ~ 200 μm, 如图 3.27 所示。

在 NO SiFe 中, 杂质的存在直接与磁滞损耗相关, 几乎构成了损耗的 75%。因此, 杂质比例对于磁化性能影响很大, 如图 3.28 所示。基于此, 初始材料和去除碳 (去碳酸基)、氧化物、硫和氮的技术很重要。在现代 NO 钢中杂质不会超过  $10 \times 10^6$ 。制造 NO SiFe 钢加入硅的不同含量请参见表 3.8。

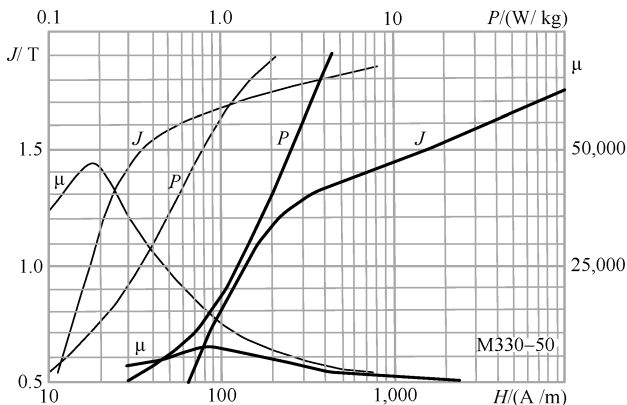


图 3.25 典型 NO 钢片的性能  
(细曲线; 与之比较的同参数的典型晶粒取向钢)

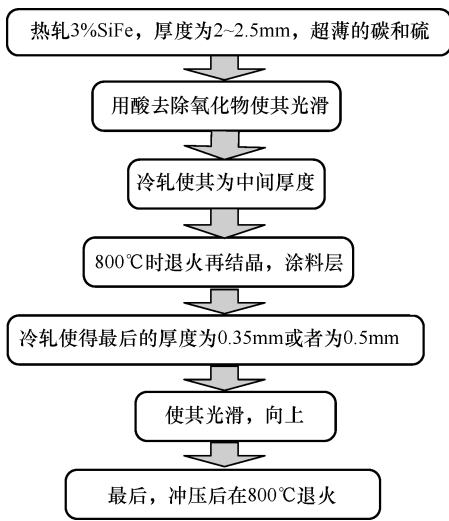


图 3.26 NO SiFe 的生产流程（整个生产过程中只使用一个测厚仪）

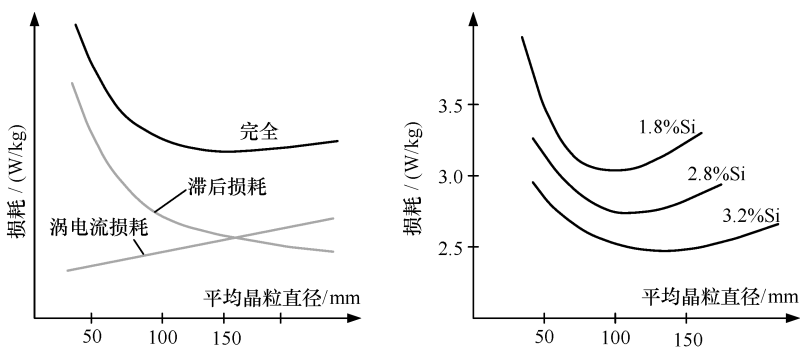


图 3.27 平均晶粒直径影响能量损耗的关系

(After Matsumara, K. and Fukuda, B., IEEE Trans. Magn., 20, 1533, 1984;  
Shimanaka, H. et al., J. Magn. Magn. Mater., 26, 57, 1982.)

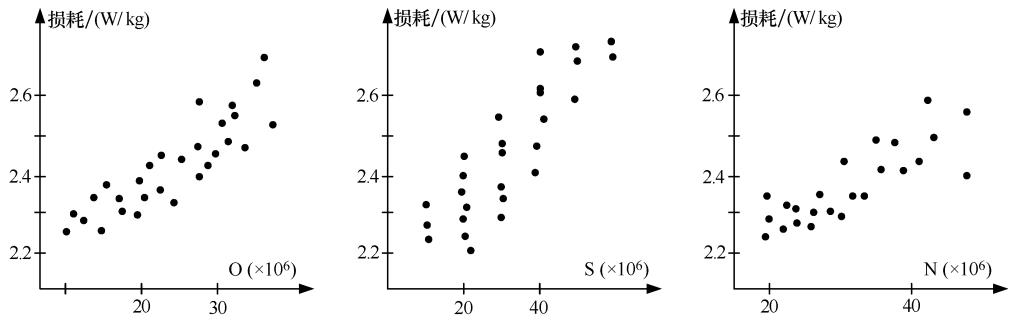


图 3.28 杂质对总损耗的影响

(After Brissonneau, P., J. Magn. Magn. Mater., 41, 38, 1984;  
Shimanaka, H. et al., Trans. Met. Soc. AIME, 193, 1980.)

表 3.8 NO SiFe 钢的分类

|    | % Si      | 厚度/mm      | 损耗 <sub>1.5</sub> / ( W/kg) |
|----|-----------|------------|-----------------------------|
| 高档 | 2.5 ~ 3.2 | 0.35 ~ 0.5 | 2.2 ~ 2.5                   |
| 中档 | 1.5 ~ 2.5 | 0.35 ~ 0.5 | 4 ~ 6                       |
| 低档 | 0.5 ~ 1.5 | 0.5 ~ 0.65 | 7 ~ 9                       |
| 非硅 |           | 0.65 ~ 1   | 8 ~ 12                      |

来源于：Brissonneau, P. , J. Magn. Magn. Mater. , 19, 52, 1980.

硅对于钢参数的影响可用下列经验公式描述：

$$\begin{aligned} K_1 &= 5.2 - 0.5\text{Si}\% \quad [10^4 \text{J/m}^3] \\ \rho &= 12 + 11\text{Si}\% \quad [\mu\text{Wcm}] \\ J_s &= 2.16 - 0.05\text{Si}\% \quad [\text{T}] \end{aligned} \tag{3.1}$$

依据国际标准，NO SiFe 钢的分类方法与 GO SiFe 钢相似，主要依据是功率损耗。表 3.9 给出了根据欧洲 EN10106 标准的分类方法。

表 3.9 按照 EN10106 标准的无晶粒取向电工钢分类

| 名 称      | 厚度/mm | 损耗<br>(1.5T, 50Hz) / ( W/kg) | 极化<br>5000A/m/T | 各向异性<br>损耗差异 ( % ) |
|----------|-------|------------------------------|-----------------|--------------------|
| M235-35A | 0.35  | 2.35                         |                 |                    |
| M250-35A |       | 2.50                         |                 |                    |
| M270-35A |       | 2.70                         | 1.60            | 17                 |
| M300-35A |       | 3.00                         |                 |                    |
| M330-35A |       | 3.30                         |                 |                    |
| M250-50A | 0.50  | 2.50                         | 1.60            | 17                 |
| M270-50A |       | 2.70                         | 1.60            | 17                 |
| M290-50A |       | 2.90                         | 1.60            | 17                 |
| M310-50A |       | 3.10                         | 1.60            | 14                 |
| M330-50A |       | 3.30                         | 1.60            | 14                 |
| M350-50A |       | 3.50                         | 1.60            | 12                 |
| M400-50A |       | 4.00                         | 1.63            | 12                 |
| M470-50A |       | 4.70                         | 1.64            | 10                 |
| M530-50A |       | 5.30                         | 1.65            | 10                 |
| M600-50A |       | 6.00                         | 1.66            | 10                 |

(续)

| 名 称        | 厚度/mm | 损耗<br>(1.5T, 50Hz) / (W/kg) | 极化<br>5000A/m/T | 各向异性<br>损耗差异 (%) |
|------------|-------|-----------------------------|-----------------|------------------|
| M700-50A   | 0.65  | 7.00                        | 1.69            | 10               |
| M800-50A   |       | 8.00                        | 1.70            | 10               |
| M940-50A   |       | 9.40                        | 1.72            | 8                |
| M310-65A   |       | 3.10                        | 1.60            | 15               |
| M330-65A   |       | 3.30                        | 1.60            | 15               |
| M350-65A   |       | 3.50                        | 1.60            | 14               |
| M400-65A   |       | 4.00                        | 1.62            | 14               |
| M470-65A   |       | 4.70                        | 1.63            | 12               |
| M530-65A   |       | 5.30                        | 1.64            | 12               |
| M600-65A   |       | 6.00                        | 1.66            | 10               |
| M700-65A   | 1.00  | 7.00                        | 1.67            | 10               |
| M800-65A   |       | 8.00                        | 1.70            | 10               |
| M1000-65A  |       | 10.00                       | 1.71            | 10               |
| M600-100A  |       | 6.00                        | 1.63            | 10               |
| M700-100A  |       | 7.00                        | 1.64            | 8                |
| M800-100A  |       | 8.00                        | 1.66            | 6                |
| M1000-100A |       | 10.00                       | 1.68            | 6                |
| M1300-100A |       | 13.00                       | 1.70            | 6                |

确定损耗的最大各向异性标准描述为

$$T = \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2} \times 100 \quad (3.2)$$

这里,  $P_1$  是样品轧制切割垂直方向损耗值,  $P_2$  是样品轧制切割平行方向损耗值。

这样, 应该使用两组 NO SiFe 钢样品进行测试。表 3.10 给出了典型 NO SiFe 钢测量结果的例子。

NO SiFe 钢片通常使用覆盖涂层的形式运输。使用各种有机的或无机涂层材料。涂层材料作用很重要, 因为它不仅是绝缘层, 还是防止氧化的保护层, 并可辅助冲压, 并且在一定程度上可拉伸提高质量。关于这个课题全面讨论在 Coombs 等人发表的综述文章中 (2001) 有全面讨论。

表 3.10 典型 NO SiFe 钢测量结果的例子——等级: M400-50AP

| $J_{\max}/\text{T}$ | $B_r/\text{T}$ | $H_{\max}/(\text{A/m})$ | $H_c/(\text{A/m})$ | $P/(\text{W/kg})$ | $\mu$ |
|---------------------|----------------|-------------------------|--------------------|-------------------|-------|
| 0.1                 | 0.039          | 35.24                   | 14.2               | 0.026             | 2280  |
| 0.2                 | 0.106          | 48.00                   | 27.2               | 0.102             | 3310  |
| 0.3                 | 0.188          | 56.55                   | 36.3               | 0.210             | 4220  |
| 0.4                 | 0.275          | 64.00                   | 43.8               | 0.345             | 4980  |
| 0.5                 | 0.360          | 70.34                   | 49.1               | 0.495             | 5650  |
| 0.6                 | 0.443          | 77.27                   | 53.8               | 0.664             | 6180  |
| 0.7                 | 0.529          | 84.35                   | 57.7               | 0.850             | 6600  |
| 0.8                 | 0.617          | 92.78                   | 61.3               | 1.055             | 6860  |
| 0.9                 | 0.709          | 103.23                  | 65.7               | 1.279             | 6940  |
| 1.0                 | 0.790          | 116.80                  | 69.4               | 1.530             | 6820  |
| 1.1                 | 0.878          | 134.64                  | 72.0               | 1.810             | 6500  |
| 1.2                 | 0.962          | 165.32                  | 75.9               | 2.122             | 5580  |
| 1.3                 | 1.043          | 224.16                  | 80.3               | 2.479             | 4610  |
| 1.4                 | 1.123          | 363.38                  | 83.6               | 2.910             | 3070  |
| 1.5                 | 1.157          | 782.52                  | 86.7               | 3.427             | 1530  |
| 1.5                 | 1.210          | 1990.36                 | 91.5               | 4.002             | 640   |
| 1.7                 | 1.230          | 4413.73                 | 98.2               | 4.485             | 310   |

来源于: Brissonneau, P., J. Magn. Magn. Mater., 19, 52, 1980.

### 3.2.4 非常规铁基合金

由图 3.11 中数据, 增加 SiFe 钢片中硅含量, 与 3% SiFe 相比可以获得更有吸引力的材料。虽然伴随着硅成分增加饱和极化降低了, 6.5% SiFe 的电阻率高了几乎两倍, 这使其成为中频段应用的一种好材料 (由于明显减小了涡流损耗)。而且, 6.5% 的 SiFe 表现出非常小的磁致伸缩性能。

这种钢的主要问题是加入硅后会变得很硬且脆, 不能用常规的冷轧方式制造。因此, 出现了这种材料的其他几种生产方式: 通过粉末轧制法 (Yuan et al. 2008), 通过快速凝固 (Fiorillo 2004, Bolfarini et al. 2008), 或者化学蒸汽凝结 (CVD) (Crottier-Combe et al. 1996, Haiji et al. 1996)。

使用快速凝固技术是为了避免生成  $\text{FeSi}(\text{B}_2)$  和  $\text{Fe}_3\text{Si}(\text{DO}_3)$ , 因为这会使材料变得很脆。融化金属液体喷射到一个旋转金属鼓上, 结果获得很薄 ( $30 \sim 100\mu\text{m}$ ) 的带状物, 矫顽力低于  $10\text{A/m}$ , 其延展性也可接受, 且最大磁导率高于 10,000。平均晶

粒直径  $5 \sim 10\mu\text{m}$ ，因此有时这种材料也称为微晶粒材料。

通过退火和重结晶到晶粒平均直径为  $300\mu\text{m}$  左右的可以提高磁性能。但是，退火会导致机械性能变差。

与常规 SiFe 相比，6.5% 微晶粒 SiFe 主要优点是其频带会很宽，如图 3.29 所示。由图 3.29 可知，可明显看到在 100Hz 以上频率 6.5% SiFe 要优于 3.2% SiFe。

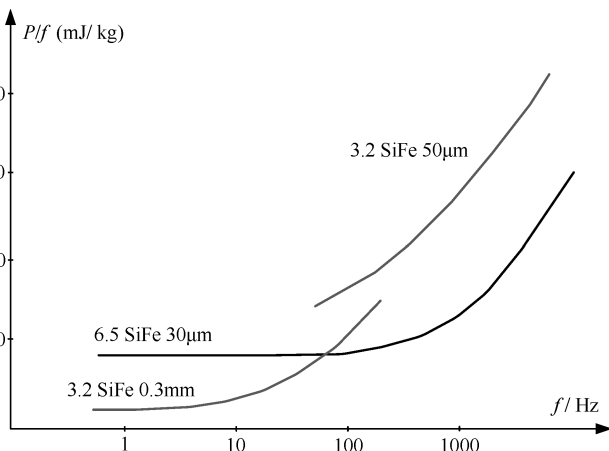


图 3.29 微晶体 6.5% SiFe 的每周期铁心损耗  
(与常规 3.2% SiFe 对比)

(After Degauque, J. and Fiorillo, F., Alliages magnetiques doux enrichis en silicium, in *Materiaux magnetiques en genie electrique I*, Kedous-Lebouc, A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 4, pp. 227-286, 2006.)

CVD 技术对于大批量生产更方便。在该技术中，传统 3% 的 SiFe 用化学方法磨光，然后在  $1000^\circ\text{C}$  四氯化硅和氩气的混合环境中放置 1h，如图 3.30 所示。在

片材表面生成  $\text{Fe}_3\text{Si}$ ，薄片以氯化亚铁气体的形式失去铁元素。在  $1000^\circ\text{C}$  的环境下，经 13h 的扩散，获得均匀的硫化铁液体。用这种方式，可制造多种厚度的晶粒取向或非晶粒取向 6.5% SiFe 钢片。

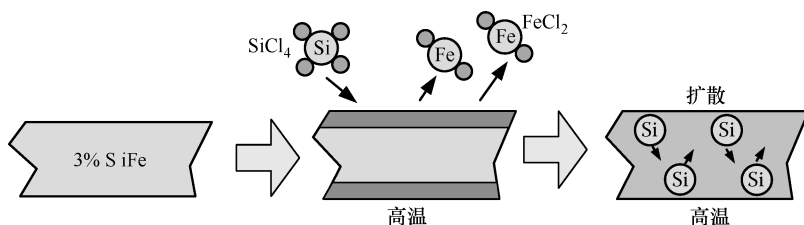


图 3.30 CVD 技术的 6.5% SiFe 产品

(After Degauque, J. and Fiorillo, E., Alliages magnetiques doux enrichis en silicium, in *Materiaux magnetiques en genie electrique I*, Kedous-Lebouc, A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 4, pp. 227-286, 2006.)

用 CVD 硅化后，可以观察到材料几乎所有的频变特性都得到很大提升。图 3.31 给出了在 CVD 过程之后，明显减少了能量损耗。

在 1993 年 NKK 公司开始利用 CVD 硅化过程进行 6.5% SiFe 的商业生产。可提供 NK E-core 0.05, 0.1, 0.2 和 0.3mm 厚的 6.5% SiFe。表 3.11 给出了 NKK 6.5% SiFe 的性能数据。在中频段这种材料远好于传统的硅钢片，且可作为非晶材料的替代品。

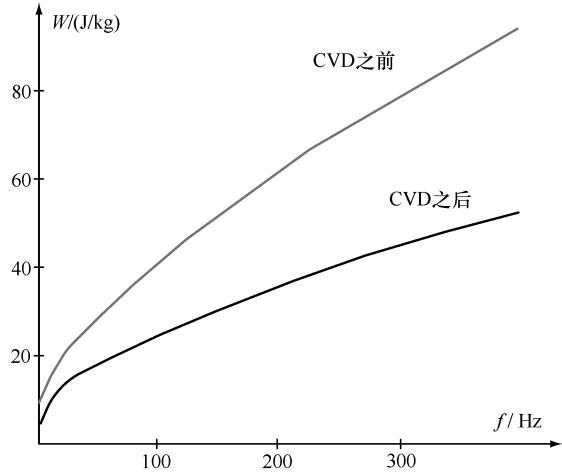


图 3.31 不同频率下 6.5 SiFe 的能量损耗

(After Crotier-Combe, S. et al. , J. Magn. Magn. Mater. , 160, 151, 1996. )

表 3.11 6.5%SiFe 的参数

|                     |       |                   | 损耗/( W/kg) |         |       |       |       |                         |                                 |
|---------------------|-------|-------------------|------------|---------|-------|-------|-------|-------------------------|---------------------------------|
|                     |       |                   | 1T         | 1T      | 0. 5T | 0. 2T | 0. 1T |                         |                                 |
|                     | t/mm  | J <sub>s</sub> /T | 50Hz       | 0. 4kHz | 1kHz  | 5kHz  | 10kHz | μ <sub>max</sub> × 1000 | λ <sub>s</sub> 10 <sup>-6</sup> |
| NKE- core 6. 5%     | 0. 05 | 1. 25             | 0. 85      | 7. 0    | 5. 2  | 8. 0  | 5. 1  | 16                      | 0. 1                            |
|                     | 0. 1  | 1. 25             | 0. 72      | 7. 3    | 6. 2  | 11. 8 | 9. 7  | 18                      |                                 |
|                     | 0. 2  | 1. 27             | 0. 55      | 8. 1    | 8. 4  | 19. 0 | 16. 8 | 19                      |                                 |
|                     | 0. 3  | 1. 30             | 0. 53      | 10. 0   | 11. 0 | 25. 5 | 24. 5 | 25                      |                                 |
| 3% SiFe             | 0. 05 | 1. 79             | 0. 68      | 7. 2    | 7. 6  | 19. 5 | 18. 0 |                         | −0. 8                           |
|                     | 0. 1  | 1. 85             | 0. 72      | 7. 2    | 7. 6  | 19. 5 | 18. 0 | 24                      |                                 |
|                     | 0. 23 | 1. 92             | 0. 29      | 7. 8    | 10. 4 | 33. 0 | 30. 0 | 92                      |                                 |
|                     | 0. 35 | 1. 93             | 0. 40      | 12. 3   | 15. 2 | 49. 0 | 46. 0 | 94                      |                                 |
| Amorph<br>Fe- Si- B | 0. 03 | 1. 38             | 0. 13      | 1. 5    | 2. 2  | 4. 0  | 4. 0  | 300                     | 27                              |

对立方体结构的研究持续了很长时间。实际上观察图 3.32 中的 Goss 纹理，晶粒的位置非常浪费。更多的自然顺序，像鹅卵石，看起来是立方体顺序，如图 3.32 所示。且在戈斯结构中仅有一个易磁化轴方向，垂直于其难磁化方向：在立方体结构中，这两个方向都是易磁化的（见图 2.18）。这种结构在旋转电机中是非常有利的。

1935 年 Sixtus 首先出版了有关获得 SiFe 电工钢立方纹理的信息。1957 年 Assmus 描述了立方纹理结构的处理和退火条件。应用这种工艺，Kohler 在轻氧化环境下对 3% 硅

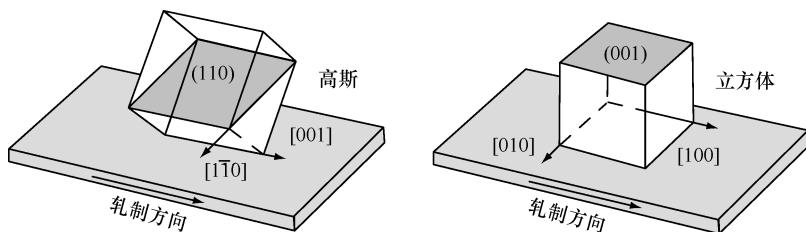


图 3.32 Goss (001) [001] 和立方体 (001) [001] 纹理

铁进行了退火实验。

此后,其他可能的技术也被证实了,例如在垂直方向上将片材轧制两次。这项技术在 1988 年申请了专利,立方体结构起始点是 (114) [401] (Sakakura et al. 1988)。在 20 世纪 70 年代 Armco 钢铁和 Vacuumschmelze 两个制造商,可为实验室提供立方体纹理的电工钢。

但是,这种材料在市场上并不受欢迎。立方体纹理 SiFe 钢片很贵(由于非常复杂的生产工艺),伴随着较大的磁致伸缩,所以近年来这种材料只在实验室制备。

SiFe 钢材的其他替代品是铁-铝合金。如图 3.10 所示,类似于硅加入铝改变了材料电阻率,16% 的铁-铝合金也有很大的电阻率 ( $\rho = 140 \mu\Omega\text{m}$ ),几乎比 3% SiFe 大了 4 倍。另外,矫顽力较小,磁导率较高(退火后磁导率高达 50,000)。铁-铝合金不足之处是容易受到氧化,如图 3.33 所示。

其他商用钢是 16% 的铁铝合金,称为阿尔帕姆高导磁合金 Alperm (也称为阿尔芬诺尔铝铁合金 Alfenol)。由于其高电阻率,这种材料经常应用在中频段 (Adams 1962)。另一种 13% 铁铝合金,磁致伸缩很大,用在磁致弹性传感器中。

1936 年, Masumoto 发明了一种新的铁-硅铝合金,称为 Sendust。这种合金 (84.9 Fe-9.5 Si-5.6 Al) 的磁导率很高 (甚至达到 140,000),矫顽力低,电阻率大 (Masumoto 1936)。另外,它有独特特征:同时具有零磁致伸缩和零磁晶体各向异性常数  $K_1$ 。可用在中频和高频范围,与 NiFe 合金具有较强的竞争力。由于其硬度,常作为读取磁头材料。因为它非常脆,常常制成粉末状。表 3.12 给出了主要铁铝合金的性能。

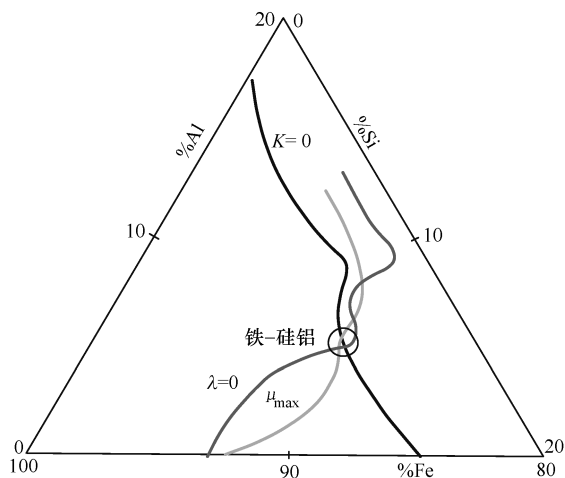


图 3.33 FeAlSi 合金的参数



表 3.12 Al-Fe 合金的参数

|                      |                | $J_s/T$ | $H_c/(A/m)$ | $\mu_{\max}$ |
|----------------------|----------------|---------|-------------|--------------|
| 阿尔菲尔铁律磁致伸缩合金 (Alfer) | 13% Al         | 1.28    | 53          | 4,000        |
| 阿尔帕姆高导磁合金 (Alperm)   | 16% Al         | 0.8     | 3           | 5,5000       |
| 铝硅铁粉 (Sendust)       | 10% Si, 15% Al | 1       | 4           | 140,000      |

来源于: After Adams, E., J. Appl. Phys., 33, 1214, 1962.

### 3.3 镍基和钴基合金

#### 3.3.1 镍铁合金（坡莫合金）

坡莫合金（镍铁合金）<sup>⊖</sup>多年来都是高质量软磁材料的象征，具有极高的磁导率（在超导合金中 $\mu_{\max} = 1,000,000$ ）和小的矫顽力（在超导合金中 $H_c = 0.2 A/m$ ）（Chin 1971, Pfeifer and Radeloff 1980, Couderchon et al. 1982）。Fiorill 著作中叙述了超导合金的优越性，如图 3.34 所示（Fiorillo 2004）。但最近，其相比于新材料 NiFe 合金的重要性有些黯然失色：非结晶的和纳米晶材料有相似或者更好的特性。

通过对合金成分的适当选择（加入额外元素如锰、铜、铈、钨）和退火、冷处理，能获得体现多种非凡性质的合金，例如：

1) 热扩张系数接近于零的合金（FeNi36 以不膨胀钢或 Fe59Ni36Cr5 恒弹性镍铬钢闻名）

2) 热扩张系数与玻璃一样的合金（Fe53.5Ni29Co17Mn0.3Si0.2 是闻名的铁镍钴）

3) 高磁导率的合金（Fe16Ni79Mn4 是超级镍铁磁性合金或 Fe16Ni77Cu14 是镍铁高导磁合金）

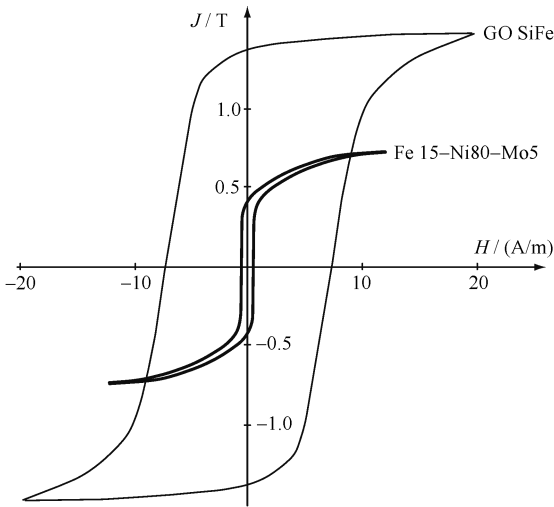


图 3.34 NiFe 和 FeSi 合金磁滞回线的比较  
(After Measurement and Characterization of Magnetic Materials, Fiorillo, E., Copyright (2004).)

⊖ 坡莫合金的正式名称仅与一种类型的 NiFe 合金有关;nonmagnetostrictive 的 NiFe 合金与 Ni 含量在 80% 左右，但它是常用于所有类型的 NiFe 合金。

- 4) 磁导率为常数的合金 (Fe55Ni36Cu9 是恒导磁铁镍钴合金)
- 5) 磁导率线性依赖于温度的合金 (Fe70Ni30 是铁镍合金或 Ni67Fe2Cu30 铁镍热磁合金)
- 6) 磁滞环为正方形的合金 (Fe50Ni50 为坡莫诺姆合金)

通过合适的热处理,可能获得多种类型纹理,包括各向同性。图 3.35 说明了通过合适的退火改变磁滞回线的可能性:从矩形磁滞回线到线性。

NiFe 温度处理和合成中的易变性和多用性是其优点,但是在某些情况下也可能是弊端。在特定设备操作下,尤其是在切割、冲压或机械振动之后,其性质可能比较容易改变,因此对材料进行退火是很有必要的。

图 3.36 给出了 NiFe 合金参数与镍成分依赖关系。有三个主要的应用领域:

- 1) 镍的成分接近 80%, 磁导率很高, 矫顽力低。
- 2) 镍的成分接近 50%, 饱和和极化特性最大。
- 3) 镍的成分接近 30%, 电阻率高。

各向异性常数和磁弹性常数接近于零的镍成分为 75% ~ 91%。不幸的是,这两个常数同时取为零是不可能的(就像铝硅铁粉的情况),但是少加入一些其他成分(钼和铜),可以得到各向异性常数为零时的非磁致伸缩材料。

表 3.13 给出了主要 NiFe 合金的特性参数。在 NiFe 合金应用中,两类合金是很重要的。

第一类是含 80% 的镍,具有高磁导率,低矫顽力,接近零磁致伸缩。这些合金是大部分

用作磁屏蔽(镍铁高导磁合金)和用于传感器的 900 ~ 950℃,冷却速度不快于 100℃/h 至室温,然后继续加热到 600℃,然后放置在铜盘上,在空气中冷却到室温。

高磁导率合金有较低的电阻率和饱和及极化特性。因此,对于其他用途(脉冲变压

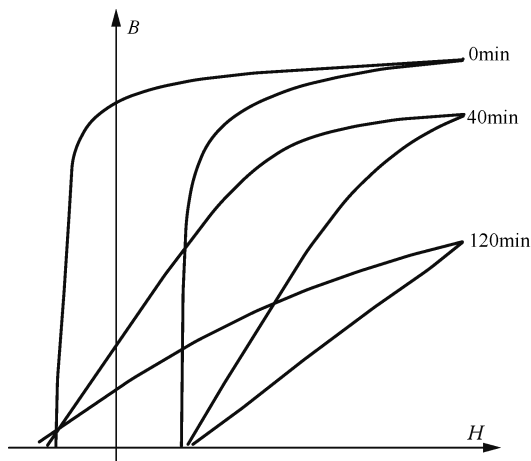


图 3.35 磁场中随热处理时间磁滞回线的变化

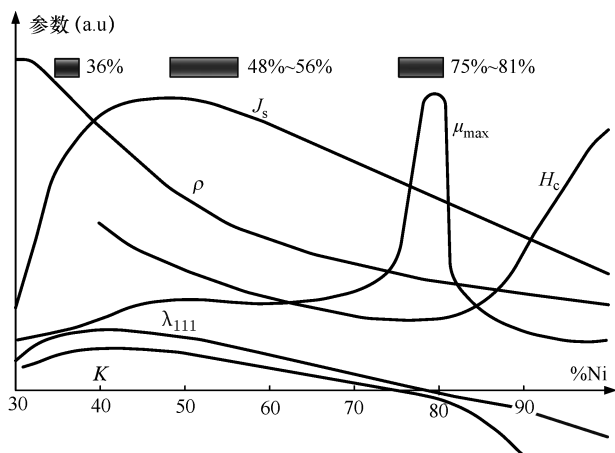


图 3.36 NiFe 合金参数与镍含量不同的对照

器、音频变压器、零位平衡变压器、开关、扼流器)，使用 50% 左右的镍合金。图 3.37 给出了损耗与磁感应强度峰值之间的依赖关系。

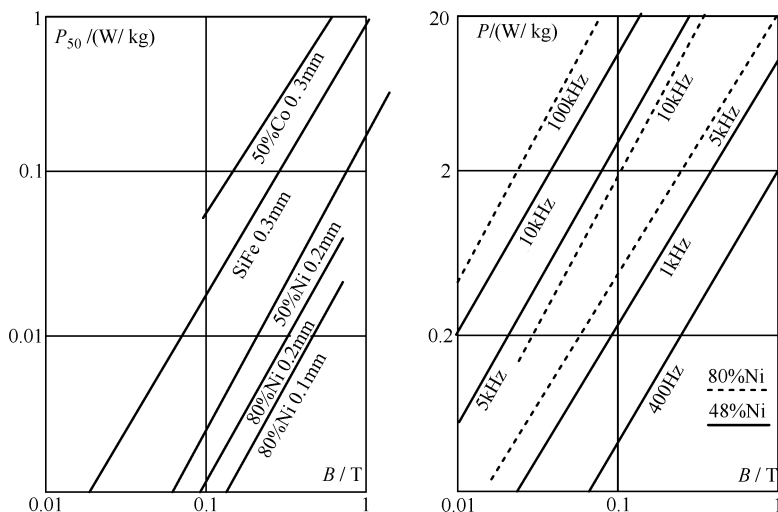


图 3.37 典型 NiFe 和 CoFe 合金的能量损耗  
(Based on the data from Vacuumschmelze and Magnetics.)

如前边讨论的那样，镍-铁合金由于其性能而很通用。图 3.38 给出了 Vacuumschmelze 公司特殊用途合金。热溶剂使合金磁感应强度线性依赖于温度，在永磁系统中可作为磁分流装置补偿温度效应。Cryoperm 是在低温应用中的一种合金。

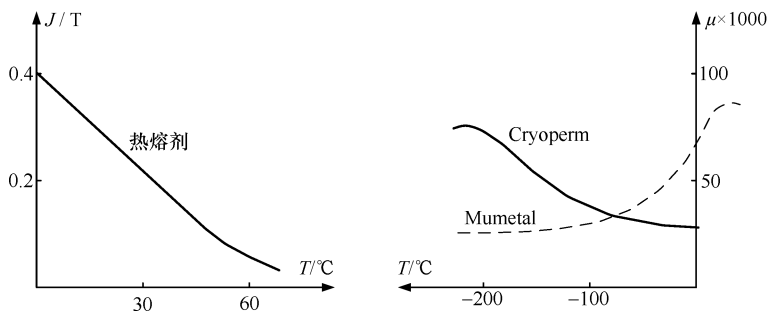


图 3.38 具有特殊用途的 NiFe 合金

镍铁合金也可以以粉末的形式使用，称为 MPP (钕坡莫合金粉  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{17}\text{Mo}_2$ )

### 3.3.2 钴铁和钴铁镍合金

含 50% 钴的合金称为波门杜尔铁钴合金——饱和极化最高的合金——高达 2.46T。这种合金的数据和特性如表 3.13 和图 3.39 所示。

表 3.13 NiFe 和 CoFe 合金特性参数

|                | $\rho / (\mu\Omega\text{cm})$ | $J_s / \text{T}$ | $H_f / (\text{A/m})$ | $\mu_{\max} \times 1000$ |          |
|----------------|-------------------------------|------------------|----------------------|--------------------------|----------|
| Fe64Ni36       | 75                            | 1.3              | 40                   | 20                       | 不胀钢      |
| Fe50Ni50       | 45                            | 1.6              | 7                    | 15                       | 恒导磁铁镍钴合金 |
| Fe52Ni48       | 45                            | 1.6              | 8                    | 180                      |          |
| Fe44Ni56       | 35                            | 1.5              | 1                    | 300                      |          |
| Fe20Ni80       | 16                            | 1.1              | 0.4                  | 100                      | 坡莫合金     |
| Fe16Ni79Mo5    | 60                            | 0.8              | 0.4                  | 550                      | 超坡莫合金    |
| Fe16Ni77Cu5Cr2 | 56                            | 0.75             | 0.8                  | 500                      | 铁镍高导磁合金  |
| Fe50Co50       | 7                             | 2.45             | 160                  | 5                        | 波门杜尔铁钴合金 |
| Fe49Co49V2     | 40                            | 2.4              | 400                  | 17                       | 海皮合金     |

为了提高材料的性能，要加入少量的钒（2%）。这种方式以饱和极化特性的微小降低为代价，换取电阻率和 10A/m 延展性的提升。有一种特殊的合金，要精细控制纯度和励磁退火。它矫顽力在 10A/m 左右，磁导率在 80,000 左右。

当需要高饱和磁感应强度时，使用钴铁合金，例如磁极和电磁石。其机理依赖于磁感应强度的二次方，因此具有高饱和磁感应强度合金允许铁心小型化。因为这个原因，在重量是主要考虑因素的航空工业常使用 CoFe 合金。

有一组 NiFeCo 合金，称之为波尼瓦尔铁镍钴合金 Ni45Fe30Co25，这种合金磁导率为常数，可在宽场强范围内应用。

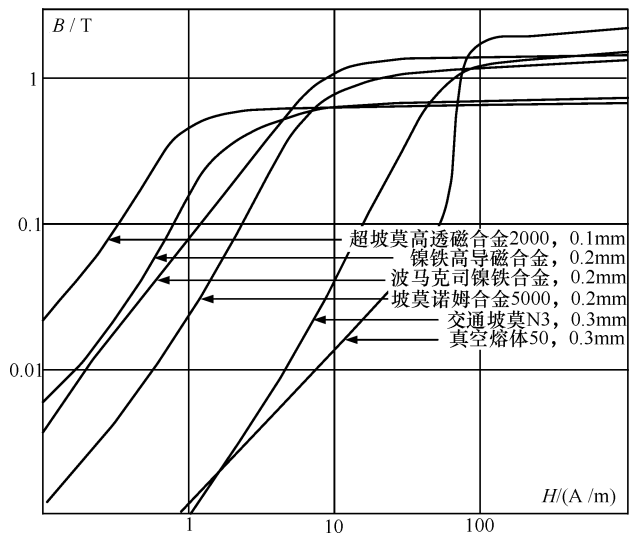


图 3.39 镍铁（NiFe）和钴铁（CoFe）合金的磁化曲线

（德国 Vaccumschmelze 数据：ultraperm and mumetal alloys from 72% to 83% NiFe group, permax from 54% to 68% NiFe group, permanorm from 45% ~ 50% NiFe group, trafoperm from nearly isotropic SiFe, vacoflux from 50% Co alloy）

### 3.4 非晶和纳米晶合金

#### 3.4.1 非晶态软磁材料（玻璃合金）

图 3.40 阐述了非晶带材生产技术。在一个旋转铜盘中材料由液体状态迅速冷却。冷却速度应相当快，足以避免晶体结构的形成。为了促进非晶态形成，添加少量类金属的物质（主要是硼）以提高熔化金属的粘度。由于这种非晶带材冷却速度非常快，它的厚度不超过  $50\mu\text{m}$ ，同时这种非晶带材宽度也是有限制的，一般情况下不超过  $20\text{cm}$ 。

表 3.14 提供了主要非晶带材的数据。该表显示出钴基合金的特殊性能：磁导率非常高，矫顽力较小，磁滞伸缩特性可忽略。但这些合金饱和极化度小，居里温度低。另一方面，铁基合金价值在于低磁导率和矫顽力，却具有高的饱和性能。在铁

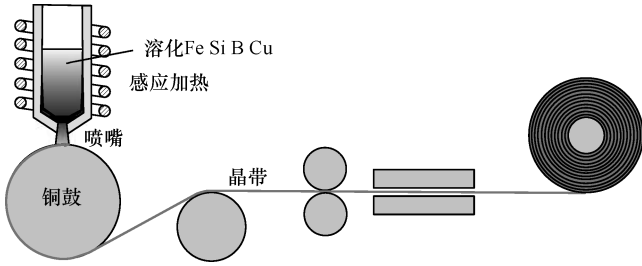


图 3.40 非晶带材生产技术

基合金中增加约 20% 价格昂贵的钴可获得最高极化性能。中等性能 FeNi-Mo 合金更适合做屏蔽材料。

表 3.14 主要非晶合金带材的性能

|           | $J_s/\text{T}$ | $H_c/(\text{A/m})$ | $\mu_{\text{max}} \times 1000$ | $\rho/\mu\Omega\text{cm}$ | $\lambda_s \times 10^{-6}$ | $T_c/^\circ\text{C}$ |
|-----------|----------------|--------------------|--------------------------------|---------------------------|----------------------------|----------------------|
| FeSiBC    | 1.6            | 2.2                | 300                            | 135                       | 30                         | 370                  |
| FeSiBCo   | 1.8            | 4                  | 400                            | 123                       | 35                         | 415                  |
| FeNiMoB   | 0.9            | 1.2                | 800                            | 138                       | 12                         | 350                  |
| CoNiFeBSi | 0.6            | 0.3                | 1000                           | 142                       | $\sim 0$                   | 225                  |

非晶带材的磁参数可以通过退火得到改善（见图 3.41），特别是纵向磁场退火。由于金属玻璃易碎，通常由热处理可得到最终铁心的形式（如：环形截面）。在处理过程中移除机械应力，但应力在环形铁心绕线中却不可避免。处理温度不应超过非晶态的结晶温度，镍铁合金大约为  $400^\circ\text{C}$ ，铁合金为  $480^\circ\text{C}$ ，钴合金为  $500^\circ\text{C}$ 。

联合信号公司（Allied Signal Inc）在 20 世纪 70 年代将非晶合金作为金属玻璃产品推出。目前，商用产品由 Metglas 公司日立五金（Hitachi Metals）和 Vaccumschmelze 公司提供。表 3.15 给出了商用的非晶软磁材料数据。非晶带材的厚度在  $25\mu\text{m}$  左右，宽度不超过  $20\text{cm}$ 。

最通用的是 Metglas 公司 SA1 产品，它具有较大的饱和磁感应强度和磁导率及低功耗。图 3.42 给出了该合金的铁心功率损耗。

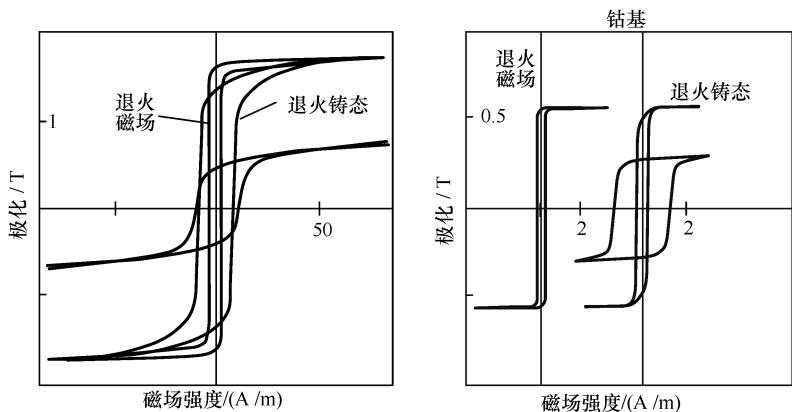


图 3.41 退火对于非晶带材料的影响 (由 Metglas 公司提供数据)

表 3.15 市售非晶带材料的特性数据

|                  |                                                                              | $J_s/T$ | $\mu_{\max} \times 1000$ | $\lambda_s \times 10^{-6}$ |
|------------------|------------------------------------------------------------------------------|---------|--------------------------|----------------------------|
| Metglas 2605 SA1 | $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$                                     | 1.56    | 600                      | 27                         |
| Metglas 2605 SC  | $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$                     | 1.61    | 300                      | 30                         |
| Metglas 2605CO   | $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$                       | 1.8     | 400                      | 35                         |
| Metglas 2705 M   | $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Mo}_2\text{Si}_{12}\text{B}_{12}$ | 0.77    | 800                      | < 0.5                      |
| Metglas 2714 A   | $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{14}\text{Si}_{15}\text{Ni}_1$            | 0.57    | 1000                     | < 0.5                      |
| Metglas 2826 MB  | $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{B}_{18}\text{Mo}_4$                       | 0.88    | 800                      | 12                         |
| Vitrovac 6025    | $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{12}\text{Si}_{16}\text{Mo}_2$            | 0.55    | 600                      | 0.3                        |
| Vitrovac 6030    | $\text{Co}_{70}(\text{FeMo})_2\text{Mn}_5(\text{SiB})$                       | 0.8     | 300                      | 0.3                        |

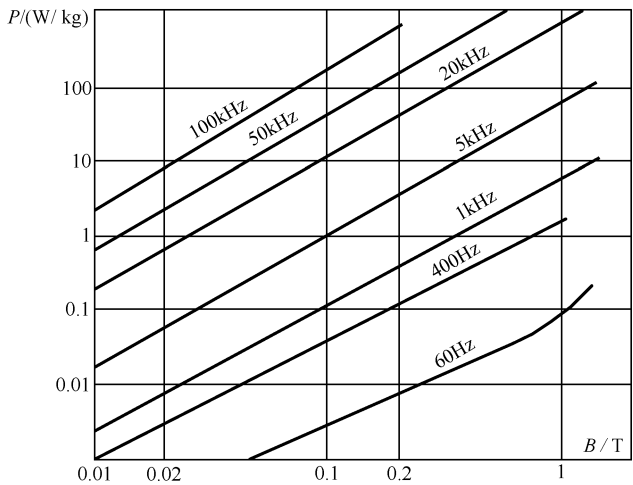


图 3.42 Metglas 公司 6025 SA1 合金的铁心功率损耗 (由 Metglas 公司提供数据)

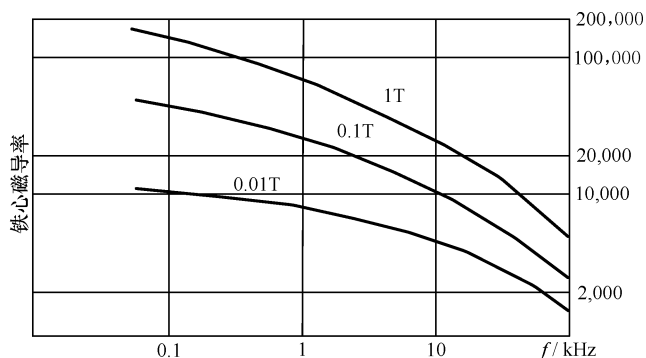


图 3.43 Metglas 公司 6025 SA1 合金的铁心功率损耗 (由 Metglas 公司提供数据)

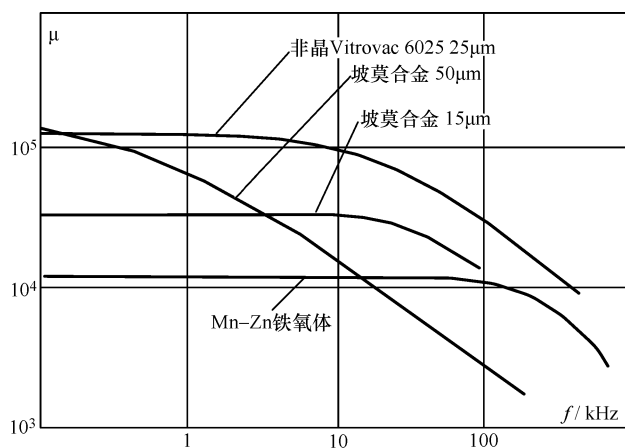


图 3.44 不同磁性材料磁导率与频率的关系 (如环形磁心测量)

(来源于: Hilzinger H. R., J. Magn. Magn. Mater., 83, 370, 1990)

由图 3.42 和图 3.43 可看出, 非晶合金可以在高频率带宽下工作。脉冲变压器, 高频变压器, 电流互感器, 接地故障接触器都应用这种材料。事实上, 如图 3.44 所示, 与其他材料相比, 非晶材料在高于 1MHz 情况下具有显著的优越性。

非晶材料的另一个重要应用是其极高的磁导率: 在钴基合金中甚至达到 1 000 000。这样高的磁导率尤其适用于屏蔽层和传感器。图 3.45 给出了典型钴基非晶态合金的磁化曲线。

电力变压器采用非晶金铁心的应用仍在讨论 (1994 年 Moses, 2008 年 Hasegawa and Azuma)。事实上, 比较磁感应

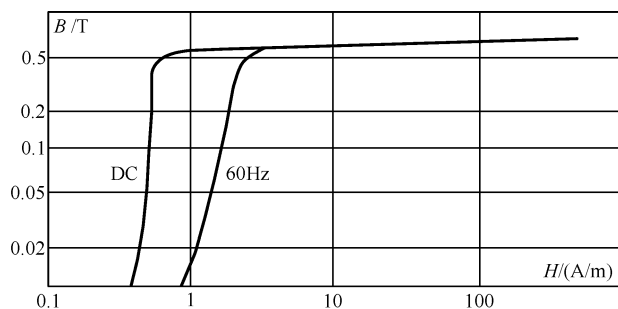


图 3.45 Metglas 2705M 钴的磁化曲线 (数据来源于 Metglas 公司)

强度为 1.3T 时的功率损耗，硅钢为 0.64W/kg，而非晶带状材料为 0.11W/kg，可见这种差别是相当可观的。

由于非晶合金损耗小、效率高，有人预计它将取代传统铁心的配电变压器。截至到 1990 年，美国已安装约 20 000 台非晶合金配电变压器（AMDT）（在日本大概有 32 000 台）（1994 年 Moses）。虽然与钴硅钢材料相比，非晶合金材料的功率损耗较低（由于较小的矫顽力和较大电阻率），但 AMDT 实际应用中仍存在一些障碍。

非晶带材非常薄（大概 25μm），又相当窄（10 ~ 20cm），使用在大型变压器的设计和制造中存在困难。实际上，只能用于生产铁心截面部分。在单相配电（在美国和日本占主导地位）的情况下，非晶变压器铁心截面设计是比较容易的。而在三相配电系统（主要在欧洲），设计 AMDT 单元仍然是一个挑战。

限制非晶材料发展的一个重要障碍是低饱和磁感应强度，非晶带材仅为 1.56T，而 Go 硅钢合金为 2.03T。广泛应用的 2605 SA1（Metglas 公司生产）正是这样，因此 Metglas 公司开发了新等级 2605 HB1，其特性做了一些改变： $B_s = 1.64T$ ， $H_c = 2.4A/m$ ，（而在 2605 SA1 中  $H_c = 3.4A/m$ ）（2006 年 Hasegawa）。表 3.16 给出了  $f = 50Hz$  下，三相变压器  $S = 500kVA$  的性能参数，图 3.46 为配电变压器的工作效率。

表 3.16 三相 500kV 变压器特性

|            | SiFe | Metglas SA1 | Metglas HB1 |
|------------|------|-------------|-------------|
| 重量（比例）     | 1    | 1.23        | 1.17        |
| 空载损耗/W     | 665  | 215         | 215         |
| 40% 负载损耗/W | 1353 | 1207        | 1207        |
| 可听噪声/dB    | 53   | 58          | 55          |

（来源：Hasegawa, R. and Azuma, D., J. Magn. Magn. Mater., 320, 2451, 2008.）

据估计，美国每年变压器能量损耗约为 140TWh。而引进 AMDT 变压器则可节约大约 80TWh，这相当于每年减少二氧化碳排放 60 万  $t^{\ominus}$ （见于 2008 年 Hasegawa and Azuma）。2009 年，ABB 公司在新泽西州开始生产 AMDT 变压器。

许多综述性文献和书籍中都详细介绍了非晶材料（Chen 1980, Luborsky et al. 1980, Hasegawa 1983, Egami 1984, Moorjani and Coey 1984, McHenry et

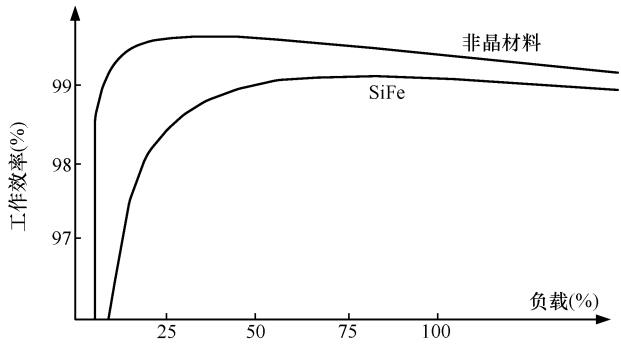


图 3.46 2000kV 干式变压器的工作效率

（数据来源：Hasegawa, R., J. Magn. Magn. Mater., 215, 240, 2000.）

① 欧洲估计数据为：每年变压器损耗为 50 TWh，引进 AMDT 则可节约 22TWh，减少二氧化碳排放 15 万  $t$ 。



al. 1999, Waeckerle et al. 2006)。后来, 我们注意到有关这个问题的新论文数量越来越少。即引入新等级 Metglas HB1, 只是做了一些表面性能改善。最近, 更多的研究论文都致力于纳米晶材料研究, 可看作是非晶材料的进一步研究 (因为非晶材料经常作为析晶过程的起始原料)。

### 3.4.2 纳米晶软磁性材料

1988 年, 日立金属公司 Yoshizawa 等人证明, 铁基非晶带材料经过适当的退火处理后, 可以产生一种颗粒非常小的  $\alpha$ -FeSi (平均直径约为 10nm) 嵌入非晶基体中 (见表 2.115) (Yoshizawa et al. 1988)。这种新材料被称为精炼纯金属 (FINMET), 具有优异的磁性性能, 与钴基合金获得的材料性能接近, 而其成本远远高于非晶带材。最初使用的非晶带材料  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  厚度仅为  $20\mu\text{m}$  (注意昂贵的硼与典型非晶材料相比使用量较少), 加入铜可增加  $\alpha$ -Fe 晶核的聚集, 加入铌可降低晶粒的增长速度。退火温度持续约 1h, 高于结晶温度, 约为  $550^\circ\text{C}$ 。此外, 起始原料的饱和磁致伸缩为  $\lambda_s = 20 \times 10^{-6}$ , 但是退火后纳米晶材料呈现出零磁致伸缩。因此, Yoshizawa 的论文称, 新类型软磁性材料可作为纳米晶材料研究的起点。图 3.47 表现了 Yoshizawa 论文中各种材料的特性。

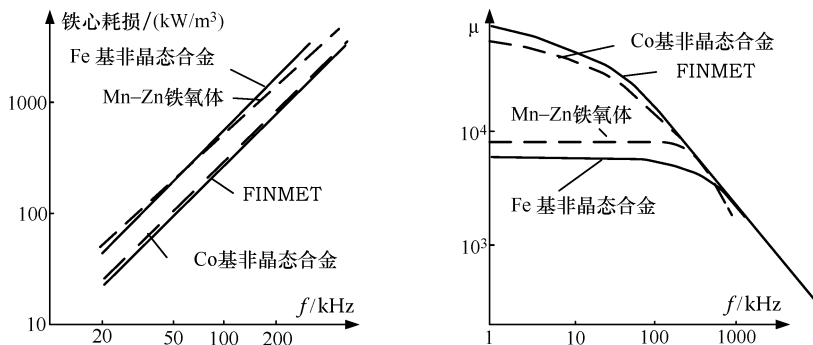


图 3.47 FINMET 材料特性

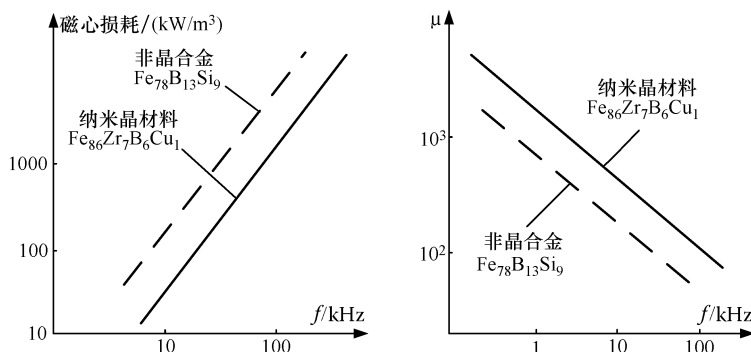
(数据来源: Yoshizawa, Y. et al, J. Appl. phys., 64, 6044, 1988.)

纳米材料中的晶粒各向异性方向是随机的, 这就降低了其整体性能。纳米晶材料特性与最优级坡莫合金相似。但是, 镍铁合金只能在 100kHz 频率下工作, 而纳米晶材料正常工作频带宽度与最优等级的铁氧体相似。

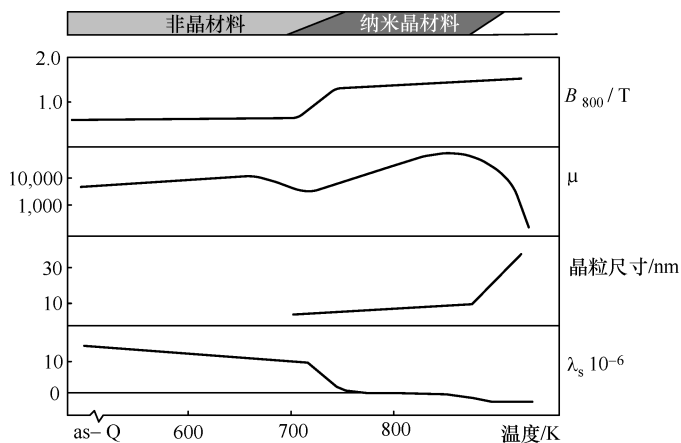
最初的 FINMET 信息报道之后, 类似或其他纳米晶材料的报道在其他出版物中陆续出现。最有名的是 NANOPERM 和 HITPERM (见图 3.50)。日本东北大学研究小组于 1981 年提出利用其他过渡金属锆 (Zr) 或铪 (Hf) 替代铌 (Nb) (Suzuki et al. 1991, Kawamura et al. 1994)。典型材料  $\text{Fe}_{87}\text{Zr}_7\text{B}_5\text{Cu}_1$  或  $\text{Fe}_{86}\text{Zr}_7\text{B}_6\text{Cu}_1$  被称为 NANOPERM。材料可通过融入混合物快速凝固或热压机压实粉末获得 (Kawamura et al. 1994)。图 3.48 描述了 NANOPERM 的特性。

图 3.49 给出了非晶或纳米晶材料在退火状态下的性质变化。

由图 3.48 中数据得, 纳米材料 NANOPERM 与铁基非晶合金相比具有低损耗和高

图 3.48  $\text{Fe}_{86}\text{Zr}_7\text{B}_6\text{Cu}_1$  纳米晶材料特性

(数据来源: Kawamura, Y. et al., J. Appl. Phys., 76, 5545, 1994.)

图 3.49 非晶带材料  $\text{Fe}_{86}\text{Zr}_7\text{B}_6\text{Cu}_1$  在退火过程中的参数变化过程

(数据来源: Suzuki, K. et al., J. Appl. Phys., 70, 6232, 1991.)

磁导率特性。与 FINEMET 相比, 这种材料表现出较高的饱和极化特性 (FINEMET 为 1.2T, 而 NANOPERM 为 1.5 ~ 1.8T)。非晶材料和纳米晶材料缺点与硅铁合金相比, 有较小极化特性。同样与镍铁合金相似, 为了获得较高的极化特性, 添加钴后获得特殊合金, 命名为 HITPERM。

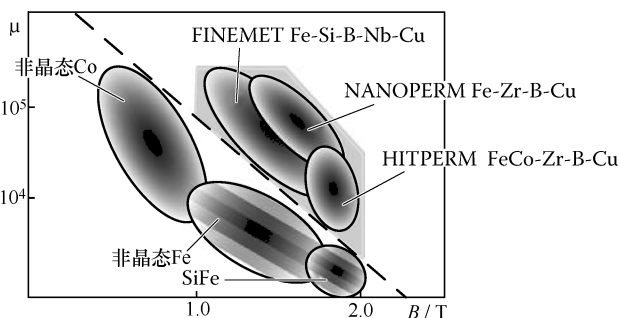


图 3.50 主要纳米晶材料的磁导率和极化范围

$\text{FeCo}$  纳米晶合金组成为  $(\text{FeCo})-\text{M}-\text{B}-\text{Cu}$  (其中,  $\text{M}$  指  $\text{Zr}$ ,  $\text{Hf}$ ,  $\text{Nb}$  等), 这使得

其饱和极化程度与 SiFe 接近。这种纳米晶合金称为 HITPERM，可在高达 650℃ 温度下工作。表 3.17 描述了各纳米晶合金的主要特性。

表 3.17 主要纳米晶合金材料特性

|                                 | $J_s/T$ | $H_c/(A/m)$ | $\mu(1kHz)$ | $P_{0.2}100kHz/(W/kg)$ | $D/nm$ |
|---------------------------------|---------|-------------|-------------|------------------------|--------|
| $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ | 1.24    | 0.5         | 100,000     | 38                     | 13     |
| $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{15.5}$    | 1.23    | 0.4         | 110,000     | 35                     | 14     |
| $Fe_{84}Nb_7B_9$                | 1.49    | 8           | 22,000      | 76                     | 9      |
| $Fe_{86}Cu_1Zr_7B_6$            | 1.52    | 3.2         | 48,000      | 116                    | 10     |
| $Fe_{91}Zr_7B_3$                | 1.63    | 5.6         | 22,000      | 80                     | 17     |
| $Fe_{67}Co_{18}Si_1B_{14}$      | 1.8     | 5           | 1,500       |                        |        |

来源: Handbook of Magnetic Material, Vol. 10, Herzer, G., Nanocrystalline soft Magnetic alloys, pp.415-462, Copyright (1997), with permission from Elsevier.

最常用纳米材料与  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  合金相似, 用不同的商品名: Finemet、Vitroperm、Nanophy。

由于纳米材料对退火条件非常敏感, 一般常用于环形铁心, 如电抗器或变压器。图 3.51 给出了退火温度对矫顽力和磁导率的影响。退火温度不合适会引起晶粒直径过度增大, 导致矫顽力显著增加 (矫顽力在很大程度上取决于晶粒直径, 大致与  $D^6$  成正比)。同样的, 合金成分微小变化也会导致参数的显著变化。由图 3.52 可知对 Finemet 合金的推荐退火温度。

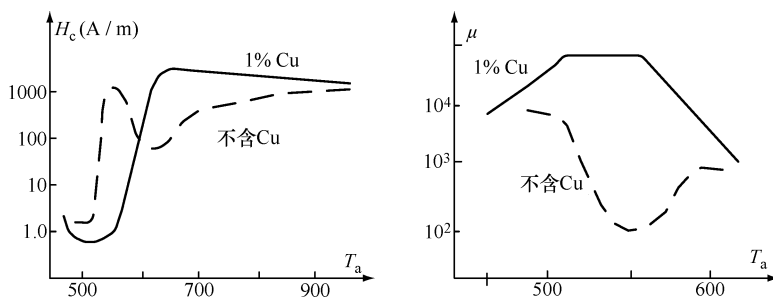


图 3.51 Finemet 在不同温度下退火 1h 的磁性参数变化

(数据来源: Herzer G., IEEE Trans. Magn., 26, 1397, 1990.)

合理运用磁场的退火过程, 有可能改变磁性参数, 例如, 改变磁滞回线的形状。图 3.53 描述了相同 Finemet 合金在不同退火条件下, 所呈现的磁滞不同情况。

高磁导率材料可用于 EMI 滤波器、屏蔽板、电流传感器和磁传感器。矩形磁滞回线的材料可用于脉冲电源铁心和浪涌吸收器。而低磁致伸缩特性材料适用于高频状态, 如变压器、滤波器和电抗器。表 3.18 给出了主要 Finemet 材料的特征参数。

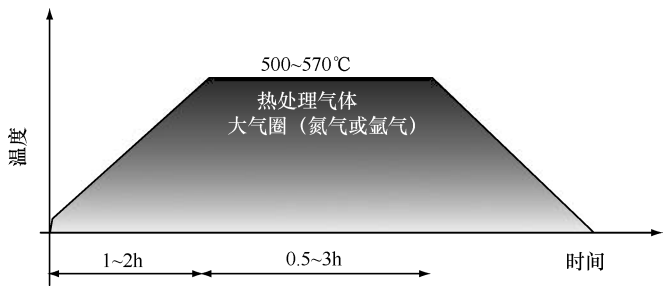


图 3.52 Finemet 型纳米晶合金的典型退火过程  
(数据来源: Hitachi Metals 数据)

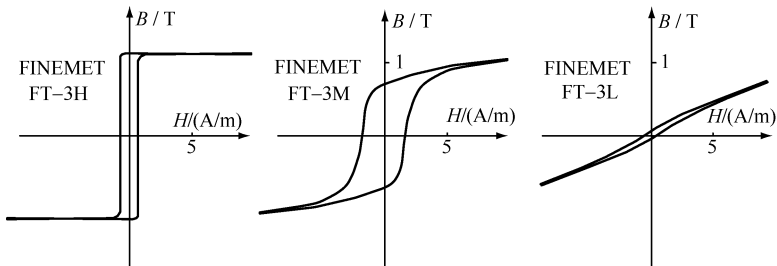


图 3.53 Finemet 材料各种类型的磁滞回线  
(数据来源: Hitachi Metal 数据)

表 3.18 主要 FINEMET 磁心的材料特性

|           | $J_s/T$ | $B_r/B_s (\%)$ | $H_C/(A/m)$ | $\mu(1kHz)$ | $\mu(1kHz)$ | $P/(kW/m^3)$ | $\lambda_s(10^{-6})$ |
|-----------|---------|----------------|-------------|-------------|-------------|--------------|----------------------|
| FT-3H     | 1.23    | 89             | 0.6         | 30,000      | 5,000       | 600          | 0                    |
| FT-3M     |         | 50             | 2.5         | 70,000      | 15,000      | 300          | 0                    |
| FT-3L     |         | 5              | 0.6         | 50,000      | 16,000      | 250          | 0                    |
| Mn-Zn 铁氧体 | 0.44    | 23             | 8.0         | 5,300       | 5,300       | 1,200        | -0.6                 |

(来源: Hitachi Metals data.)

与铁氧体在高频率应用工作状态竞争的是纳米材料, 如图 3.54 和表 3.18 所示。

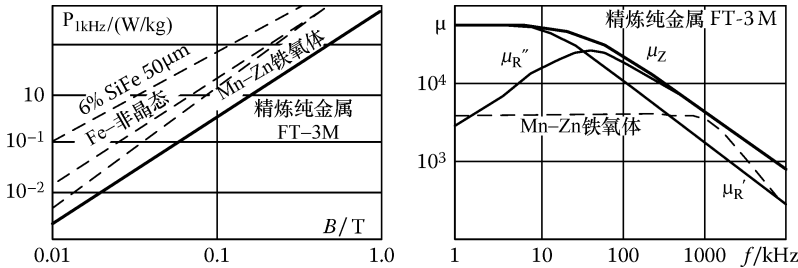


图 3.54 Finemet 材料的功率损耗和阻抗磁导率  
(数据来源: Hitachi Metals 数据)

3.5 软铁

3.5.1 锌化锰和锌化镍铁氧体

铁氧体是尖晶石<sup>①</sup>结构的陶瓷亚铁磁体材料。Snoek 研究了铁氧体的各种可能组成成分，指出体现铁氧体最好性能的两个主要类别：锌化锰（MnZn）和锌化镍（NiZn）铁氧体（Snoek 1936，Sugimoto 1999）。事实上，虽然研究了各种软磁铁氧体的成分（1966 年停止），但这个家族中只有这两种组分的铁氧体材料具有商用价值（见图 3.55）。表 3.19 给出了这两类软氧体磁心的主要性能。锌化锰（MnZn）铁氧体具有较高磁导率和饱和极化特性，而锌化镍（NiZn）铁氧体有更高电阻率（接近电绝缘体），因此可使用在更高的频率范围（NiZn，用于 1 ~ 500MHz，而 MnZn 只用于几 MHz）。

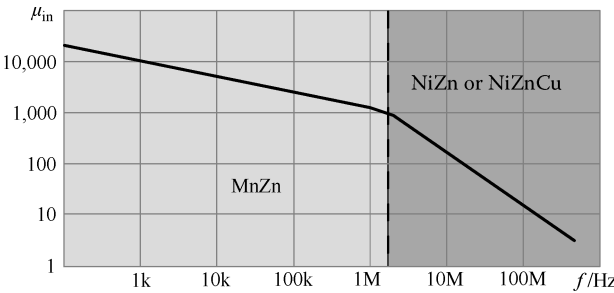


图 3.55 铁氧体 MnZn 和 NiZn 的  
初始磁导率与频率的变化关系

表 3.19 铁氧体 MnZn 和 NiZn 的主要性能

|      | $\mu_{in}$ | $J_s/T$  | $H_C/ (A/m)$ | $\rho/ (\Omega m)$ | $T_c/ ^\circ C$ | $f/ MHz$ |
|------|------------|----------|--------------|--------------------|-----------------|----------|
| MnZn | 500-20,000 | 0.3-0.5  | 4-100        | 0.02-20            | 100-250         | DC-1     |
| NiZn | 10-2,000   | 0.1-0.36 | 16-1,600     | 10-107             | 100-500         | 1-500    |

（来源：McCurrie, R. A., Ferromagnetic Materials, Academic Press, London, U. K., 1994.）

这两类铁氧体可以表示为  $Mn_xZn_{(1-x)}Fe_2O_4$  或  $Ni_xZn_{(1-x)}Fe_2O_4$ 。改变其组分可影响铁氧体的性能，如图 3.56 所示。有三类主要的铁氧体：优秀磁导率型（可用于 EMI 滤波器，电抗器和屏蔽器）、信号处理的高饱和和极化型以及功率应用的低损耗型（品质因数  $Q$ ）。一般来说，软磁铁氧体的磁特性不如 SiFe 铁氧体，且其参数与温度相关。但由于其高频率范围磁性能很高，这类铁氧体市场上也有许多应用。一般地，廉价铁氧体可应用在要求不高的场合。

铁氧体的制造过程并不复杂。其原材料（成分为金属氧化物或碳酸盐）一般为粉末混合物。通过煅烧这种混合物（预烧结温度约 1000℃），碳酸盐除了在煅烧中分离，还由  $MCO_3 \rightarrow MO + CO_2$  产生（对于普通材料，有时忽略这个阶段）。煅烧后，材料被碾

① 尖晶石是由  $MgAl_2O_4$  ( $A^{2+}B_2^{3+}O_4^{2-}$ ) 描述的一种矿物。在晶体中，氧负离子被安排在立方包围晶格结构，A 和 B 阳离子在晶格中占据八面体或四面体的位置。

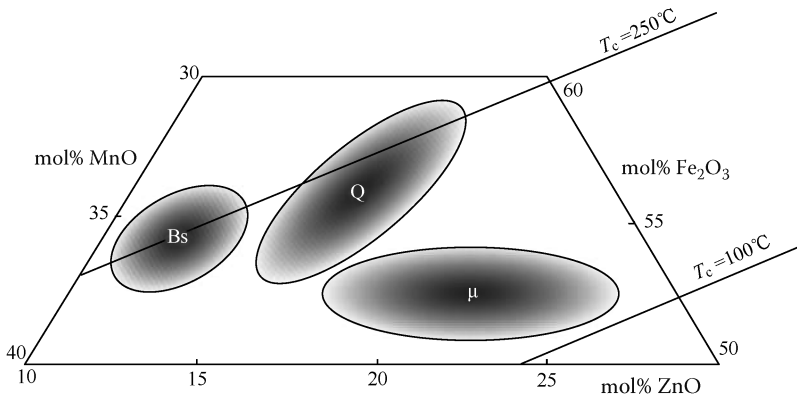


图 3.56 MnO - ZnO - Fe<sub>2</sub> 的相图分析

(数据来源: Ferrite Users Guide by Magnetic Material Producers Association MPPA)

磨成颗粒小于 2 $\mu\text{m}$  粉状。最后将产品热压成形，主要热压温度在 1150 $^{\circ}\text{C}$  到 1300 $^{\circ}\text{C}$  之间。根据组分不同（包括添加少量其他元素），技术市场上提供不同种类的铁氧体，如图 3.57 所示。

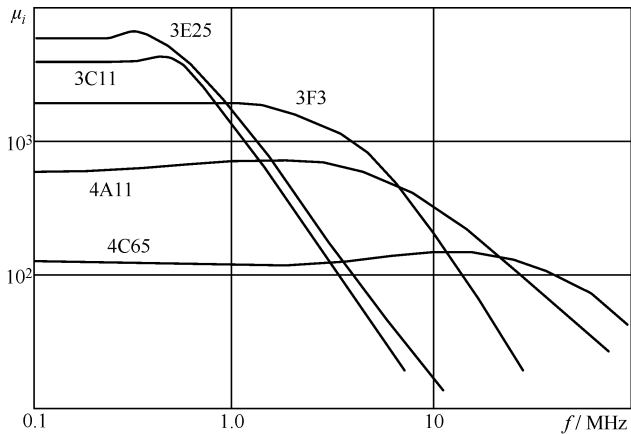


图 3.57 市场提供的不同种类铁氧体（“3”代表 MnZn，“4”代表 NiZn）

(数据来源: Ferroxcube)

在对铁氧体质量进行评估时，其评价参数稍不同于低频材料。在考虑磁导率时，实部和虚部两部分都应该考虑，如图 3.58 所示。复数磁导率可表示为：

$$\mu = \mu' + j\mu'' \tag{3.3}$$

为能够更好地表示功率消耗，可引入极化强度  $J(t)$  与磁场强度  $H(t)$  之间的相移  $\delta$ ：

$$\tan\delta = \frac{\mu''}{\mu'} \tag{3.4}$$

剩余功率损耗表示为（Fiorillo 2004）：

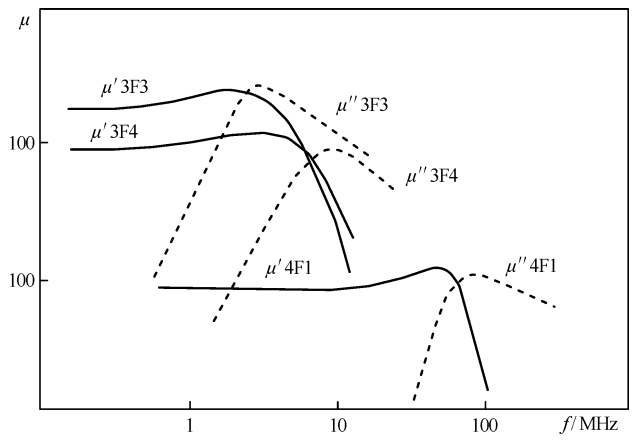


图 3.58 选定铁氧体磁导率的实部与虚部  
(数据来源: Stoppels, D., J. Magn. Magn. Mater., 160, 323, 1996.)

$$W = \pi JH \frac{\tan\delta}{\sqrt{1 + \tan^2\delta}} \tag{3.5}$$

对于滤波器中所使用的电感，经常用品质因数  $Q = 1/\tan\delta$  表示其质量。另外一种质量和性能指标是由  $f \cdot B_{\max}$  的形式固定其损耗，图 3.59 表示了这种相关性例子。

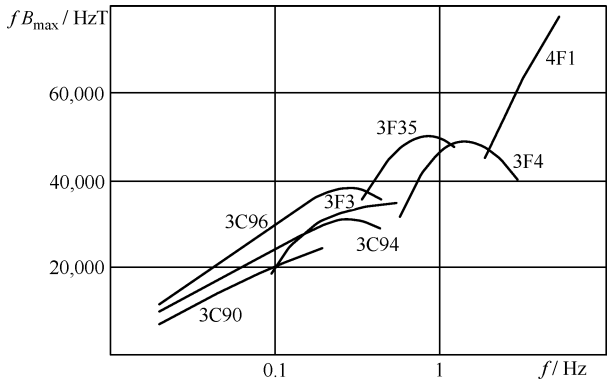


图 3.59 不同等级铁氧体的性能因素  
(数据来源: Ferroxcube)

图 3.60 表示典型铁氧体的磁滞回线，表 3.20 给出几种典型市售铁氧体的性能。

表 3.20 典型功率铁氧体的性能

|                               | 3C90        | 3F3          | 3F4        | 4F1             |
|-------------------------------|-------------|--------------|------------|-----------------|
| 类型                            | MnZn        | MnZn         | MnZn       | NiZn            |
| 频率范围                          | 25 ~ 200kHz | 0.1 ~ 0.7MHz | 0.5 ~ 3MHz | 2 ~ 20MHz       |
| $\rho/\Omega\text{m}$ (25°DC) | 5           | 7            | 10         | $2 \times 10^5$ |

(续)

|                                 | 3C90 | 3F3  | 3F4  | 4F1             |
|---------------------------------|------|------|------|-----------------|
| $\rho/\Omega\text{m}$ (100°DC)  | 1.3  | 2    | 3    | $3 \times 10^4$ |
| $\rho_{25^\circ 100\text{kHz}}$ | 4    | 6    | 7    | $1 \times 10^5$ |
| $\rho_{25^\circ 1\text{MHz}}$   | 1    | 1.5  | 3    | $5 \times 10^4$ |
| $\rho_{25^\circ 10\text{MHz}}$  |      |      | 0.6  | $2 \times 10^4$ |
| 平均晶粒尺寸/ $\mu\text{m}$           | 7    | 5    | 2    | 3               |
| $\mu$ (10kHz, 0.1mT)            | 2000 | 1800 | 800  | 80              |
| $B_s/T$                         | 0.5  | 0.5  | 0.44 | 0.32            |
| 损耗 $P/(\text{mW}/\text{cm}^3)$  |      |      |      |                 |
| 25kHz, 200mT                    | 60   | 100  |      |                 |
| 100kHz, 100mT                   | 70   | 70   |      |                 |
| 500kHz, 50mT                    |      | 200  | 180  |                 |
| 1MHz, 30mT                      |      | 390  | 150  |                 |
| 3MHz, 10mT                      |      |      | 220  | 150             |
| 5MHz, 10mT                      |      |      |      | 300             |
| 10MHz, 5mT                      |      |      |      | 150             |

(来源: After Stoppels, D., J. Magn. Magn. Mater., 160, 323, 1996.)

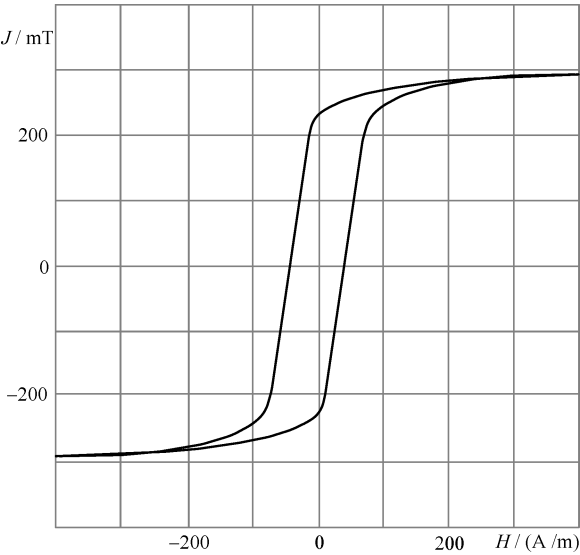


图 3.60 铁氧体的典型磁滞回线: 3R1,  $f = 100\text{kHz}$ ,  $T = 25^\circ\text{C}$   
(数据来源: Ferroxcube)



3.5.2 铁氧体在微波中的应用

随着新一代电子设备工作频率的不断增加，因此，磁性材料工作范围要到 GHz 等级，有时甚至高达 150GHz。磁性部分在许多微波器件中都是非常重要的，比如：用户天线、循环器、隔离器、移相器和滤波器。幸运的是铁氧体可以在微波范围内工作。

在 GHz 范围内，铁氧体会出现铁磁谐振现象（更准确说的是亚铁磁谐振，见 2.7.4 节）。因此，微波材料引入一个重要参数  $\Delta H$ ，表示铁磁共振线宽。微波材料的磁导率由波尔德（Polder）张量表示：

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \mathbf{H} \quad (3.6)$$

其中， $\mu = \mu_0 (1 + \omega_0 \omega_m / (\omega_0^2 - \omega^2))$ ， $K = \mu_0 \omega_0 \omega_m / (\omega_0^2 - \omega^2)$ ， $\omega_0 = \gamma \mu_0 H_0$ ， $\omega_m = \gamma \mu_0 M$ ， $\gamma$  表示铁磁谐振（旋磁）比， $\gamma = g \times 17.6$  [MHz/ (kA/m)]， $g$  为朗德因子（对于不同铁氧体材料介于 1.9 ~ 2.4 之间）。

因此，材料的磁导率与频率（ $\omega$ ），共振频率（ $\omega_0$ ），内部偏置磁场（ $H_0$ ）有关。

微波范围中的三种重要材料分别为：石榴石铁氧体（1 ~ 10GHz 范围）；尖晶石铁氧体（3 ~ 30GHz 范围）；六角铁氧体（1 ~ 100GHz 范围）。表 3.21 描述了各主要微波材料的性能。

表 3.21    主要微波材料的性能

|                                                           | $J_s/\text{T}$ | $\Delta H/(\text{kA/m})$ | $T_c/^\circ\text{C}$ |
|-----------------------------------------------------------|----------------|--------------------------|----------------------|
| 尖晶石                                                       |                |                          |                      |
| $\text{Mn}_{0.1}\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_2\text{O}_4$     | 0.25           | 56                       | 290                  |
| $\text{Li}_{0.2}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$ | 0.5            | 14                       | 450                  |
| $\text{MgFe}_2\text{O}_4$                                 | 0.25           | 70                       | 320                  |
| $\text{NiFe}_2\text{O}_4$                                 | 0.3            | 24                       | 575                  |
| 石榴石                                                       |                |                          |                      |
| $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG)                | 0.18           | 4                        | 280                  |
| $(\text{Y}, \text{Al})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$         | 0.12           | 6                        | 250                  |
| $(\text{Y}, \text{Gd})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$         | 0.06           | 12                       | 250                  |
| 铁氧体                                                       |                |                          |                      |
| $\text{BaFe}_{12}\text{O}_9$                              | 0.45           | 1.5                      | 430                  |
| $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$       | 0.34           | 12                       | 410                  |
| $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$       | 0.28           | 25                       | 130                  |

微波技术和微波材料在许多文献和书籍中都有描述（Dionne 1975，Nicolas 1980，Pardavi- Horvath 2000，Adam et al. 2002，Ozgur et al. 2009）。

## 3.6 硬铁磁材料

### 3.6.1 总论

由于在永久磁铁生产中引入了稀土金属钕 (Nd) 和钐 (Sm) (进一步开发主要含这些元素的矿物的矿床——独居石——出现在中国和巴西的氟碳铈镧矿), 使得永久磁铁质量取得了重大进展, 如图 3.61 所示。

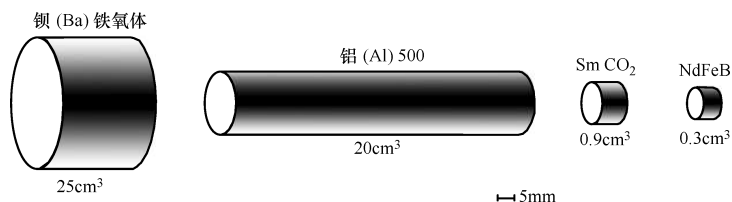


图 3.61 在距永久磁铁表面 5mm 处产生的磁感应强度为 0.1 T  
(数据来源: Boll, 1989)

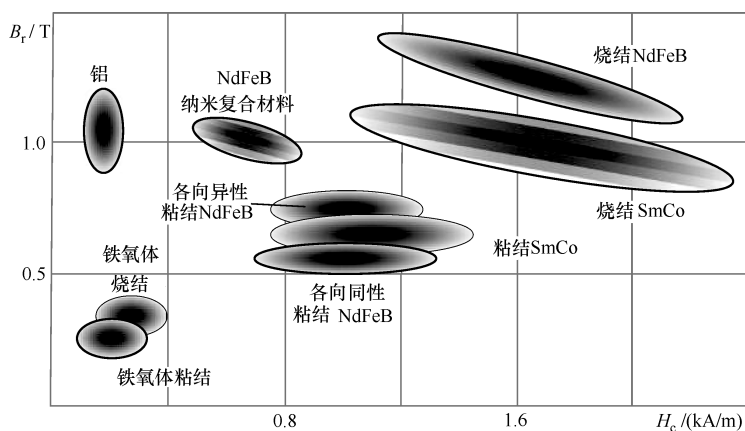


图 3.62 主要硬磁材料的比较  
(数据来源: Leonowicz, 2005)

在软磁材料中, 要尽可能减小矫顽力, 因为磁滞损耗与矫顽力有很大关系。相反, 在硬磁材料中, 需要尽可能大的矫顽力和剩磁, 因为储存磁能与  $H_c \cdot B_r$  近似成正比 (见图 3.62)。

从历史上看, 最早的硬磁材料是不同种类的钢材。1917 年, 日本发明了称为本田合金的钴钢 ( $\text{Fe}_{55}\text{Co}_{35}\text{W}_7\text{Cr}_2\text{C}_{0.6}$ )。1931 年也是在日本, 三岛 (Mishima) 发明了铝镍钴合金 ( $\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{30}\text{Al}_{12}$ ), 与钢相比具有更好的性能。现在, 实际上钴钢作为一种永磁铁料已经从市场上消失了。表 3.22 给出了主要几种硬磁材料的参数, 图 3.63 给出了永磁铁料的市场份额<sup>①</sup>。

① 1995 年数据。最近, 出现了更多的稀土金属基磁铁。

表 3.22 主要硬磁材料的性能参数

|        | $(BH)_{\max}/(\text{kJ}/\text{m}^3)$ | $J_H/\text{C}/(\text{kA}/\text{m})$ | $B_H/\text{C}/(\text{kA}/\text{m})$ | $B_r/\text{T}$ | $T_c/^\circ\text{C}$ | 价格(相对) |
|--------|--------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|----------------|----------------------|--------|
| FeCoCr | 7                                    | 20                                  | 20                                  | 0.9            |                      | -      |
| 铁氧体    | 28                                   | 275                                 | 265                                 | 0.4            | 450                  | 1      |
| 铝      | 40                                   | 124                                 | 124                                 | 1.2            | 850                  | 10     |
| NdFeB  | 320                                  | 1200                                | 750                                 | 1.0            | 310                  | 20     |
| SmCo   | 160                                  | 1500                                | 750                                 | 0.95           | 720                  | 100    |

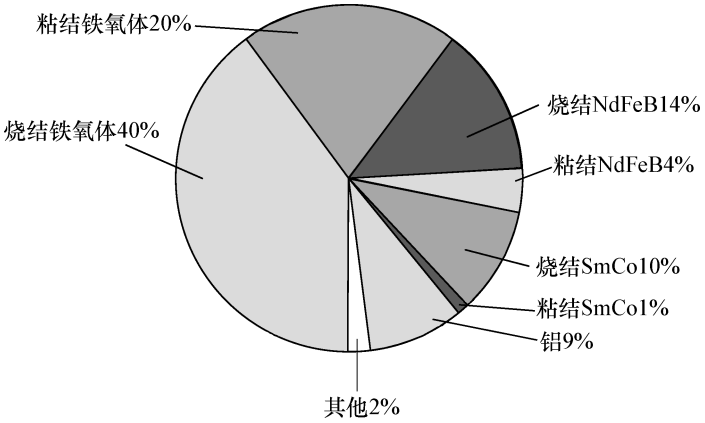


图 3.63 永久磁铁的市场份额

(数据来源: Jiles, D., Magnetism and Magnetic Materials, Chapman & Hall, New York, 1998)

由图 3.63 给出的数据, 可以看到硬磁铁氧体材料在市场上仍然占主导地位 (几乎占市场份额的 60%)。稀土金属基磁体的使用范围越来越广, 超过了早期非常流行的铝镍钴合金 (1996 年 Fastenau and van Loenen)。

多年来, 磁性材料的评价一般都是基于  $B=f(H)$  关系。最近, 这种关系由  $J=f(H)$  代替, 其能够更可靠的描述磁物理现象<sup>⊖</sup>。对于软磁材料来说, 这两种关系十分相似, 只有在极大的  $H$  值时才有所区别<sup>⊖</sup>。但对于硬磁材料来说, 迟滞  $B=f(H)$  与  $J=f(H)$

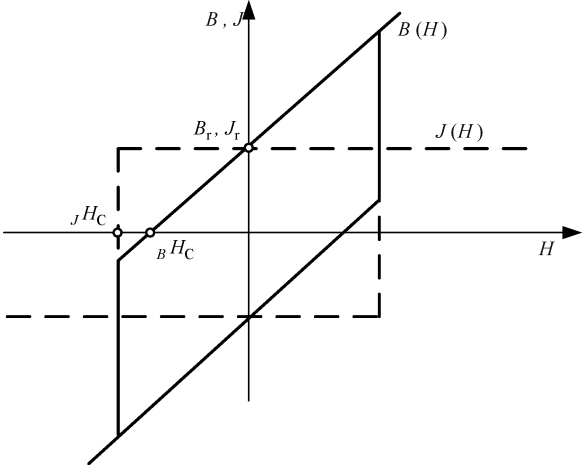


图 3.64 理想的  $B(H)$  和  $J(H)$  磁滞回线

⊖ 在  $B=f(H)$  关系式中, 不可能标识出饱和。  
⊖ 在磁感应强度  $B$  和极化强度  $J$  (或磁化强度  $M$ ) 之间有如下差别:  $B=J+\mu_0 H$  或  $B=\mu_0 M+\mu_0 H$ 。

$f(H)$ 有显著的不同,如图3.64所示,所以需要区分 $B(H)$ 回线中的矫顽力 ${}_B H_c$ 与 $J(H)$ 回线中的矫顽力 ${}_J H_c$ 。矫顽力 ${}_J H_c$ 通常比矫顽力 ${}_B H_c$ 要大,这个差别是区分材料内部磁能储存的方法。

另一个不同点是,通常软磁材料用作闭合磁路。而对于永久磁铁来说,从来没用硬磁材料作闭合磁路(侧重于磁铁两极间外部磁场的研究)。图3.65给出了一个永久磁铁材料的例子,它的间隙长度为 $l_g$ ,截面为 $A_g$ 。

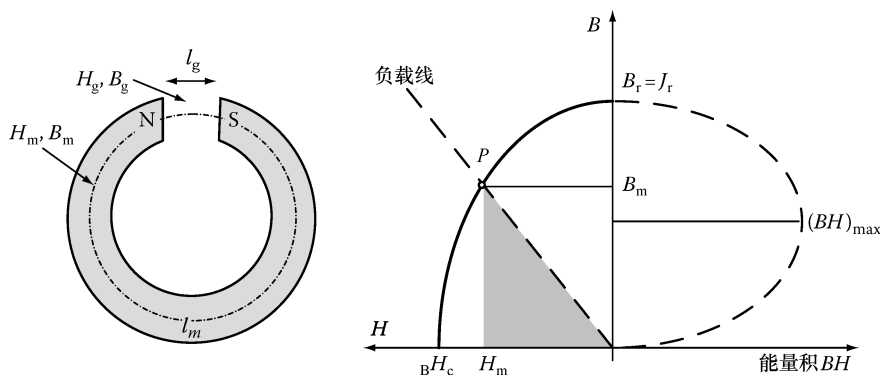


图 3.65 开磁路的永磁体和其退磁曲线

打开闭合磁路后,在退磁场作用下剩磁 $B_r$ 降为 $B_m$ 。在永磁分析中,通常考虑磁滞回线的第二象限,称为退磁曲线(如图3.65所示)。 $B_m$ 的值是由磁滞回线和退磁线(或负载线)的交叉点 $P$ 确定的:

$$H = -N_d \frac{B}{\mu_0} \text{ 或 } \frac{B}{\mu_0 H} = -\frac{1}{N_d} \quad (3.7)$$

式中, $N_d$ 是取决于样品几何形状的退磁系数。

由图3.65的磁路得出下列关系(忽略截面 $A_g$ 的气隙周围漏磁场):

$$H_g l_g - H_m l_m = 0 \quad (3.8)$$

$$\Phi = B_g A_g = \mu_0 H_g A_g = B_m A_m \quad (3.9)$$

由以上等式得出:

$$H_g^2 = B_m A_m \frac{l_m A_m}{l_g A_g} \quad (3.10)$$

$$\text{或} \quad H_g^2 V_g = B_m A_m \cdot V_m \quad (3.11)$$

由式(3.11)可以得出:

- 1) 获得磁铁磁场值的可能与 $(BH)$ 直接相关,该值称为能积。
- 2) 假设气隙体积为 $V_g$ ,硬磁材料的最大能量为 $BH_{\max}$ ,可以得出磁铁的体积 $V_m$ (见图3-61)。

3) 所设计磁铁尺寸应确保其工作点 $P$ 与 $(BH)_{\max}$ 的最大值相对应,如图3.65所示。图3.66表明由相同 $B_r$ 、 $H_c$ 的值,可获得不同的 $BH(H)$ 曲线。

理论上讲,理想磁铁的磁滞回线为矩形,其最佳工作点 $P$ 位于线 $B_r - {}_B H_c$ 的中

间, 最大能积为

$$(BH)_{\max} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{B_r}{2} \frac{\mu_0 B H_c}{2} \right) = \frac{B_r^2}{4\mu_0} = \frac{J_s^2}{4\mu_0} \quad (3.12)$$

对于钕铁硼 (NdFeB) 磁性材料来说, 这个理论限值一般为  $485 \text{ kJ/m}^3$ 。通常, 磁铁的实际值要小于这个理论值的 60%<sup>①</sup>。

在图上表示材料退磁曲线时,  $B/\mu_0 H$  曲线代表  $1/N$  的值 (如式 (3.7)), 也能表示  $BH$  的值 (见图 3.67)。由此, 永磁材料设计人员可确定材料性能和磁铁的几何形状。

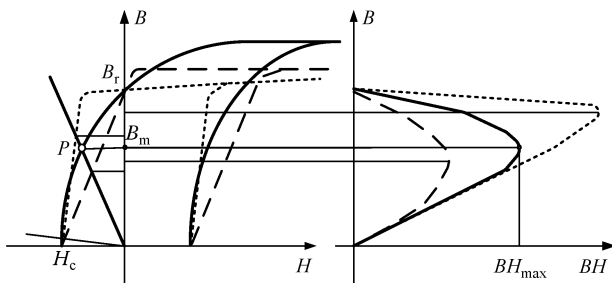


图 3.66 不同磁铁开关的磁滞回线的能积  
( $B_r$  和  $H_c$  的值相同)

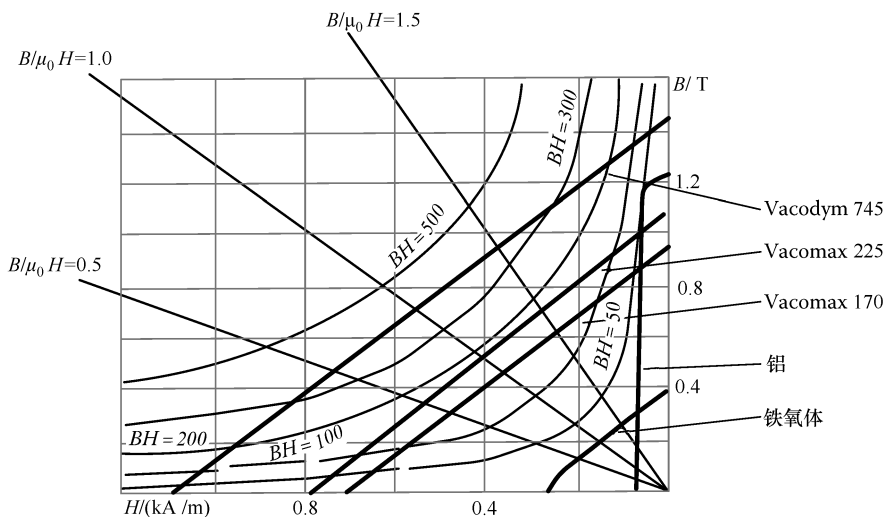


图 3.67 不同材料的退磁曲线  
(数据来源: Vacuumschmelze 产品目录)

磁铁储能也与能积  $BH$  和磁体的体积  $V_m$  有关 (Fiorillo, 2004):

$$E_{\max} = \frac{1}{2} (B_m H_m) V_m \quad (3.13)$$

在一些实际应用中 (如电机), 磁场间隙并不是固定的; 有时磁铁的衔铁移动到闭

①  $1 \text{ T} = \text{kg/A} \cdot \text{s}^2$ ;  $1 \text{ T} \cdot 1 \text{ A/m} = \text{kg/s}^2 \cdot \text{m}$ ; 且  $1 \text{ J} = \text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$ , 因此  $(BH)$  可表示为  $\text{J/m}^2$ 。

合磁路状态（两极全部接触）。磁感应强度不会回到剩磁  $B_r$  点，而是到了另一个值  $B_{rc}$ ，如图 3.68 所示。此外，这个变化会形成一个小磁滞回环。由于这个回环比较窄，它通常由称为反冲磁导率  $\mu_r$  的斜线取代。

3.6.2 铝镍钴合金

三岛（Mishima）在 1930 年发现了铝镍钴，这是第一个传统意义上的合金，含铁 58%，镍 30% 和铝 12%。其矫顽力超过 30kA/m，这几乎是最好磁钢的两倍。直到 20 世纪 70 年代引入稀土材料前，铝镍钴都作为主要的硬磁材料。近来，其重要性不

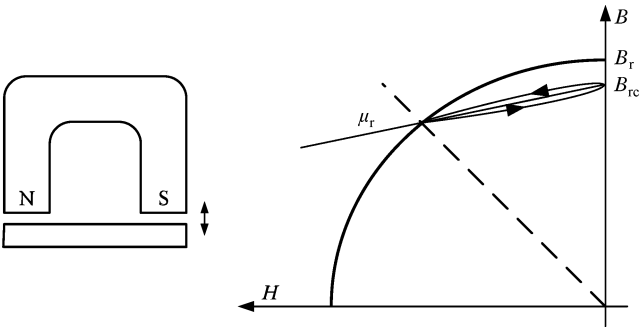


图 3.68 永久磁铁的工作状态

断降低（见图 3.63），主要优势是在高达 500℃ 时仍能正常工作。评估铝镍钴的组份改变（添加了钴和钛），称为铝镍钴 2 号，铝镍钴 3 号……铝镍钴 9 号，如图 3.69 所示。

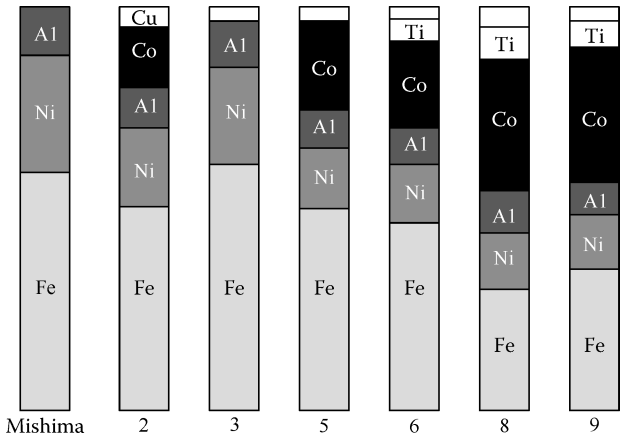


图 3.69 铝镍钴合金的各种成分

铝镍钴种类的不同，不仅与其组成有关，也与热处理有关（包括磁场中退火）；它们各向同性或异性，无取向或有取向。铝镍钴的特性见表 3.23。

表 3.23 铝镍钴的特性

|          | $B_r/T$ | $B H_c/(kA/m)$ | $(BH)_{max}/(kJ/m^3)$ |                   |
|----------|---------|----------------|-----------------------|-------------------|
| Alnico 2 | 0.72    | 45             | 12.7                  | 各向同性，12% ~ 20% Co |
| Alnico 3 | 0.7     | 38             | 11.1                  | 各向同性，不含 Co        |
| Alnico 4 | 0.55    | 57             | 10.7                  | 各向同性              |

(续)

|          | $B_r/T$ | $B H_c/(kA/m)$ | $(BH)_{max}/(kJ/m^3)$ |               |
|----------|---------|----------------|-----------------------|---------------|
| Alnico 5 | 1.32    | 240            | 51.7                  | 各向异性, 取向      |
| Alnico 6 | 1.08    | 240            | 31                    | 各向异性, 钽       |
| Alnico 8 | 0.93    | 480            | 47.7                  | 各向异性, 高 $H_c$ |
| Alnico 9 | 1.12    | 480            | 83.6                  | 柱状, 取向        |

(来源: Arnold Magnetic Technologies. )

铝镍钴被称为铝镍钴 2 号, …… , 铝镍钴 9 号, 其商用名称为阿尔尼铁镍钴合金 (Alni), 阿尔克麦克斯永久磁铁 (Alcomax), 铁镍钴系永久磁铁 (Hycomax), 蒂克纳尔镍铁铝磁合金 (Ticnal)。在制造铝镍钴合金的热处理过程中, 磁场的存在是非常重要的。热处理后, 铝镍钴合金转变为含丰富铁物质的复合材料, 钴由铝化镍金属中析出。从铝镍钴 5 号开始, 其各向异性由于晶粒取向得到了很大改善, 在磁场中加热后, 适当冷却后铁-钴晶粒长时间在一个方向上排列。从铝镍钴 6 号开始, 添加钽提高其矫顽力。在铝镍钴 9 号中, 经过适当热处理后, 会形成柱状晶体。图 3.70 描述了铝镍钴合金材料的一种典型退火工艺。

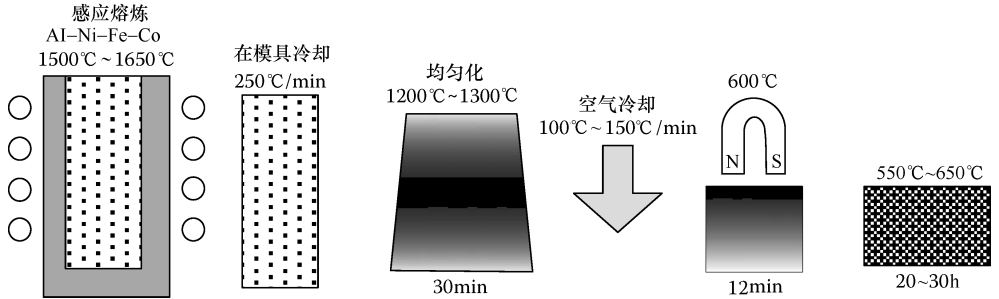


图 3.70 铝镍钴合金材料的典型热处理过程

铝镍钴材料硬而脆, 因此, 它通常被铸造或煅烧成一种固定的形状。铝镍钴 5 号及更高种类中含有钴和钽, 因此价格最贵。图 3.71 给出了铝镍钴材料的退磁曲线。

3.6.3 硬磁铁氧体

硬磁铁氧体的性质相当有限, 有相对较小的饱和性。但由于其价格低廉, 通常用于要求不高的场合。硬磁铁氧体材料通常烧结为粉状, 也可用复合材料粘接, 也可用橡胶、

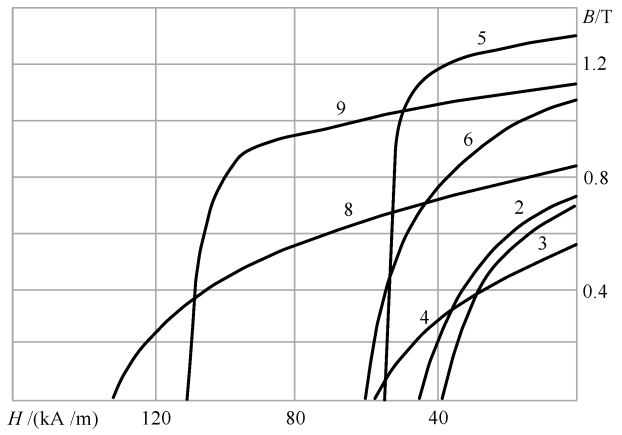


图 3.71 各种铝镍钴材料的退磁曲线  
(数据来源: Arnold Magnetic Technologies catalogue)

PVC、聚乙烯或聚酯树脂粘合。与烧结物质相比，其粘接性质较为低劣（导致在整个体积中磁性减小），但由于其灵活性和低廉的价格，应用仍十分广泛。

根据硬磁铁氧体材料制造过程，可分为两类：钡铁氧体（ $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ ）和锶铁氧体（ $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ ）。这两种硬磁材料具有相似的性能，只是锶铁氧体有更好矫顽力及饱和特性。图 3.72 和表 3.24 给出了这些材料的性能参数。

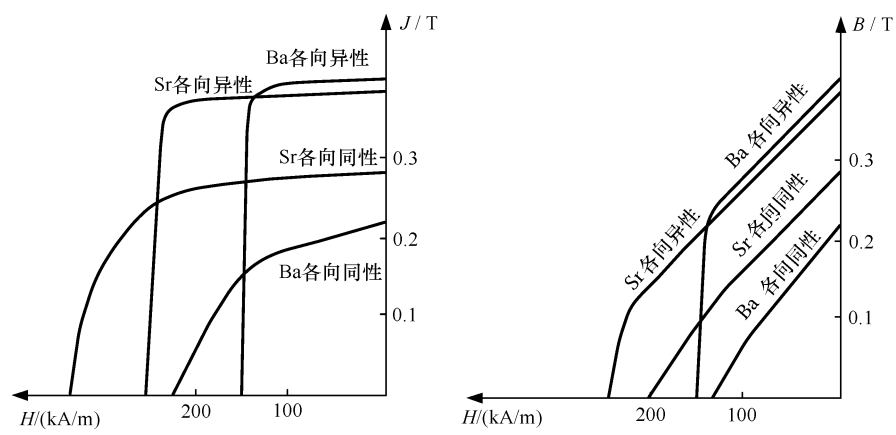


图 3.72 不同硬磁铁氧体的退磁曲线

（数据来源：McCurrie, R. A., Ferromagnetic Materials, Academic Press, London, U. K., 1994.）

表 3.24 典型硬磁铁氧体的性能参数

|                      | $B_r/T$ | $B H_c/(kA/m)$ | $J H_c/(kA/m)$ | $(BH) \max/(kJ/m^3)$ |
|----------------------|---------|----------------|----------------|----------------------|
| $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ |         |                |                |                      |
| 烧结体，各向同性             | 0.21    | 145            | 240            | 7.4                  |
| 烧结体，各向异性             | 0.4     | 160            | 165            | 29.5                 |
| 粘结体，各向同性             | 0.12    | 88             | 190            | 2.8                  |
| $SrO \cdot 6Fe_2O_3$ |         |                |                |                      |
| 烧结体，各向异性             | 0.38    | 280            | 320            | 26.8                 |
| 粘结                   | 0.27    | 196            | 260            | 14.0                 |

（来源：McCurrie, R. A., Ferromagnetic Materials, Academic Press, London, U. K., 1994.）

钡和锶铁氧体具有额外的性质是因为两个主要原因：它们表现出非常大的各向异性，粉末颗粒很小（直径为 1μm），所以每个晶粒都接近单畴结构。单畴样品一致旋转磁化，根据 Stoner-Wohlfarth 模型，这会形成矩形磁滞回线（参见图 2.138）。

硬铁氧体的制造工艺包括在炉中焙烧到约 1200℃，形成粉末，然后在 1200℃ 中挤压烧结。各向异性特性就是在磁场中压制粉末而获得。

3.6.4 稀土硬磁铁氧体

强各向异性是硬磁材料一个关键性能。因此，许多学者专注于强各向异性磁晶体



材料的研究。1966 年，Hoffer 和 Strnat 宣布他们获得了基于钇的强各向异性材料， $K_1 = 5.7 \text{ MJ/m}^3$ （1966 年 Hoffer 和 Strnat）。稍后，对其他组分——稀土金属或铁磁材料如钆或铁进行了研究。最为广泛研究的材料是  $\text{RECo}_5$ ， $\text{RECo}_{17}$  和  $\text{REFe}_{14}\text{B}$ ，轻稀土材料更具应用前景。实际上，这些单元结晶为复杂的六边形或菱形结构，不仅有强各向异性，且具有强的饱和极化特性，如表 3.23 所示（strnat etal.1967，strnat 1988，1990，Buschow 1991，kirchmayr 1996）。

表 3.25 稀土材料的各向异性常数、磁晶各向异性及饱和居里温度

|                                     | $B_i/\text{T}$ | $K_1/(\text{MJ/m}^3)$ | $H_A/(\text{MA/m})$ | $T_c/^\circ\text{C}$ |
|-------------------------------------|----------------|-----------------------|---------------------|----------------------|
| $\text{YCo}_5$                      | 1.06           | 5.5                   | 10.4                | 630                  |
| $\text{LaCo}_5$                     | 0.91           | 6.3                   | 14.0                | 567                  |
| $\text{PrCo}_5$                     | 1.20           | 8.1                   | 13.5                | 620                  |
| $\text{NdCo}_5$                     | 1.22           | 0.24                  | 0.4                 | 637                  |
| $\text{SmCo}_5$                     | 1.14           | 11-20                 | 20-35               | 727                  |
| $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ | 1.69           |                       | 5.4                 | 312                  |
| $\text{Sm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ | 1.52           |                       | 11.9                | 343                  |
| $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$         | 1.25           | 3.2                   | 5.2                 | 920                  |

（来源：From Ferromagnetic Metrials, Vol. 4, Strnat, K. J., Copyright (1988); Herbst, J. F. And Croat., J. J., J. Magn., Magn., Mater., 100, 57, 1991.）

由表 3.25 给出的数据，可以看出  $\text{SmCo}_5$  具有极强的各相异性， $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  饱和度较高，而  $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$  则具有较高的居里温度。事实上，1967 年，第一种稀土永磁材料  $\text{SmCo}_5$  就展现出最佳的磁性能，开启了一个磁技术的新时代（Strnat et al. 1967）。

稀土基材料的制备与铁氧体材料相似：小颗粒（晶粒直径为几  $\mu\text{m}$ ，大概接近单畴）被压制（有时在磁场中进行），然后在  $1150^\circ\text{C}$  条件下烧结 3h。有时，材料在温度为  $850 \sim 900^\circ\text{C}$  环境中进一步热处理，也可用含有聚合物环氧树脂粘接材料。

两种组份的  $\text{SmCo}_5$  材料价格昂贵。对其他相近材料进行了测试，其中有  $\text{MMCo}_5$  或  $\text{Sm}_{0.2}\text{MM}_{0.8}\text{Co}_5$ ，即钐由铈代替的混合稀土 MM，组份：55% Ce，24% La，16% Nd，5% Pr 和 2% 镧系金属。在  $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$  这种材料中，添加少量的钴和钐和其他成分（如 Fe，Mn，Cu，Cr）来改善其性能。图 3.73 给出了典型的钴钐材料退磁性能。

1984 年，两个团队都报导了新钕基硬磁材料（1984 年 Croat et al.，1984 年 Sagawa et al.）。这种新材料有较大的饱和极化特性，较大的矫顽力，因而具有较大能积  $(BH)_{\text{max}}$ （如图 3.74 所示）。此外，这种新材料组成价格便宜。因此，钕基材料现在比钐基材料更加受欢迎。

最初报告中指出获得钕基材料是能过传统工艺（烧结）获得的（1984 年 Sagawa et

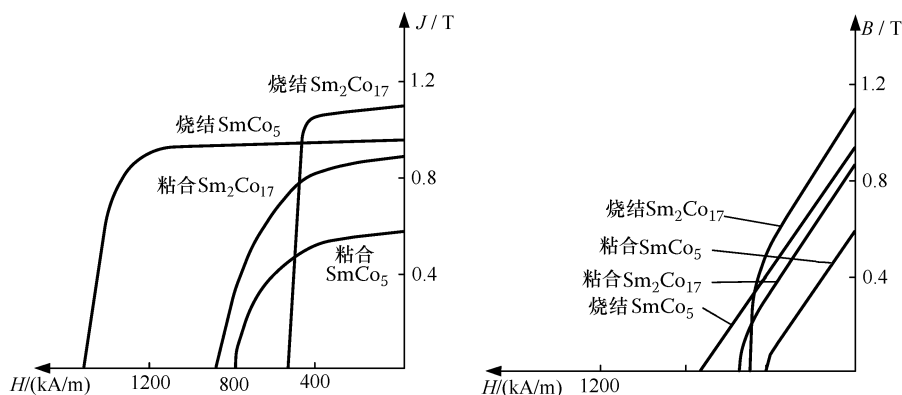


图 3.73 典型的钴钐材料退磁性能

(数据来源: McCaig, M. and Clegg, A. G., Rare Earth Permanent Magnets in Theory and Practice, Pentech Press, London, U. K., 1987; Jiles, D. Magnetism and Magnetic Materials, Chapman&Hall, New York, 1998. )

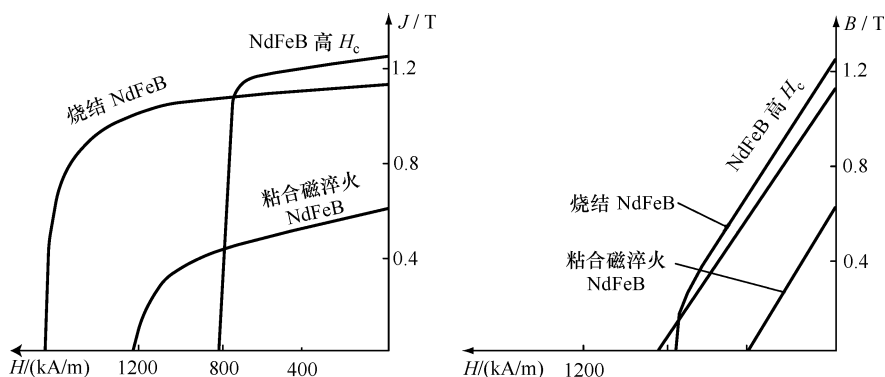


图 3.74 典型的钕-铁-硼材料退磁特性

(数据来源: McCaig, M. and Clegg, A. G., Rare Earth Permanent Magnets in Theory and Practice, Pentech Press, London, U. K., 1987; Jiles, D., Magnetism and Magnetic Materials, Chapman&Hall, New York, 1998. )

al. ), 但稍后也应用快速凝固技术 (与非晶合金的技术相似) (1984 年 Croat et al. ). 快速凝固技术获得的晶粒直径大约为 30nm, 而烧结技术的晶粒直径为 3 $\mu$ m。理论 (1991 年 Kneller 和 Hawig) 上来讲, 小颗粒应该会获得大的矫顽力, 但由纳米材料和复合纳米材料的数据可以看出, 它比烧结材料的参数更差了。

在磁铁淬火工艺中, 合金迅速淬火, 经研磨后可用树脂粘结成薄片。

图 3.75 和表 3.26 给出了典型稀土硬磁材料的特性。最好的性能表现在 NdFeB 材料中, 但它的居里温度为相对较低的 312 $^{\circ}$ C。所以, 在商业上有应用的是居里温度为 820 $^{\circ}$ C 的钐基材料。

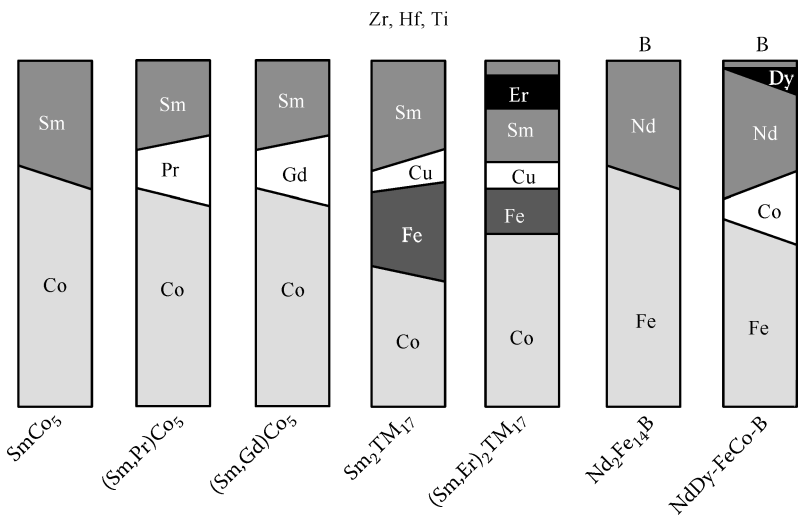


图 3.75 稀土硬磁材料的各种组成成分  
(数据来源: Strnat, K. J. , Proc. IEEE, 78, 923, 1990. )

表 3.26 通常使用的稀土硬磁材料参数

|                                                                                                             | $B_r/T$ | $B H_c/ (kA/m)$ | $J H_c/ (kA/m)$ | $(BH)_{max}/ (kJ/m^3)$ |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------|-----------------|-----------------|------------------------|
| SmCo <sub>5</sub>                                                                                           | 1.00    | 790             | 1500            | 196                    |
| MMCo <sub>5</sub>                                                                                           | 0.80    | 620             | 700             | 124                    |
| Sm <sub>0.4</sub> Pr <sub>0.6</sub> Co <sub>5</sub>                                                         | 1.03    | 800             | 1300            | 208                    |
| Sm <sub>2</sub> (Co <sub>0.8</sub> Fe <sub>0.14</sub> Mn <sub>0.04</sub> Cr <sub>0.02</sub> ) <sub>17</sub> | 1.13    | 880             | 1000            | 248                    |
| Sm <sub>2</sub> TM <sub>17</sub> (粘结)                                                                       | 0.89    | 540             | 1200            | 136                    |
| NdFeB (烧结)                                                                                                  | 1.22    | 840             | 1280            | 280                    |
| NdFeB (磁体失)                                                                                                 | 1.17    | 840             | 1040            | 256                    |
| Sm <sub>2</sub> Fe <sub>17</sub> N <sub>3</sub>                                                             | 1.22    | 750             | 2400            | 160                    |
| NdFeB 纳米 (30nm)                                                                                             | 1.12    |                 | 440             | 157                    |
| Vacodym (Vacumschelze)                                                                                      | 1.47    | 875             | 915             | 415                    |
| Vacomax (Vacuumschelze)                                                                                     | 1.12    | 640             | 730             | 240                    |

(来源: After McCurie (1994) . )

表 3.26 给出了商用稀土硬磁材料的参数, VACODYM (钕基) 和 VACOMAX (钐基), 表现最好的 Vacuumschmelze。Vacodym722 的能积  $(BH)_{max}$  为 415kJ/m<sup>3</sup> 与理论值 485kJ/m<sup>3</sup> 相似 (见式 (3.12)), 图 3.76 给出了这种材料特性。可以看出, 参数随温度变化较明显。通过改变磁铁的几何形状可以减小这种影响 (由  $B/\mu_0 H = 1.0$  和  $B/\mu_0 H = 2.0$  的工作点随温度的变化比较得出)。

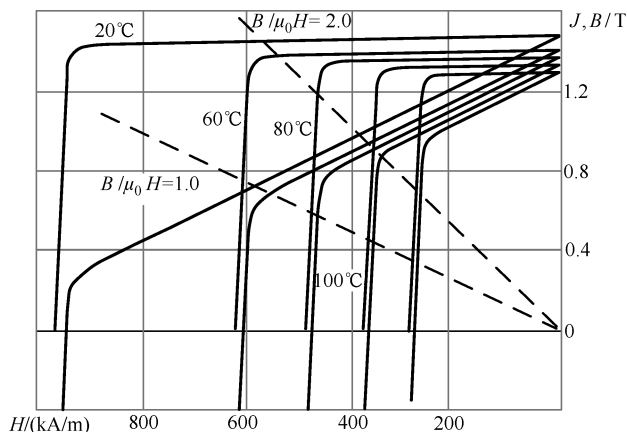


图 3.76 VACODYM 722 HR 硬磁材料的退磁特性  
(数据来源: Vacuumschmelze 产品目录)

## 3.7 特殊磁性材料

### 3.7.1 磁性薄膜

薄膜是纳米范围内在基板上的沉积层。沉积层只有几个原子厚：部分为纳米<sup>①</sup>到几百纳米（典型厚度为几十纳米）。几乎所有的材料都可沉积，包括软硬磁材料。薄膜通常为多晶硅，可能是非晶或单晶硅。在电子技术中，最重要的是半导体薄膜。本书这一部分，主要是对铁磁性薄膜进行描述。

直到 1970 年，物理学家感兴趣的对象为铁磁薄膜，因为与那些松散材料相比，磁薄膜具有独特的性能。1970 年，亨利申请了薄膜电阻磁读头的专利（Hunt 1970）。从那时开始，薄膜作为磁盘的读取头在计算机行业迅速得到关注。巨磁阻薄膜磁阻效应在 2007 年获得诺贝尔奖（Fert and Grunberg）。最近，铁磁薄膜研究集中于纳米厚度级，并在自旋电子学中开创了新的科学分支。

与松散材料相比，磁性薄膜独特功能之一就是其磁化与单畴相似。Stoner-Wohlfarth 磁滞模型描述了单畴的性能（参见 2.11.3 节）。薄膜在沉积过程中表现出了单轴各向异性。在初始状态，薄膜沿各向异性轴磁化也称为易磁化轴。通常采用磁场方向垂直各向异性轴，薄膜在旋转磁场中磁化（无磁滞）达到饱和（当达到各向异性磁场  $H_k$  时）。如果将磁场方向沿着易磁化轴方向，而与初始磁化方向相近，当各向异性磁场达到  $H_k$  值时磁化强度方向会突然发生变化。因此，在难磁化方向上，薄膜由线性关系  $M = f(H)$  进行描述，而在易磁化方向上，则描述为矩形磁滞（见图 2.138）。

① 铁原子直径大约为 0.15 nm。

理论上讲单畴样本是不能消磁的。而真正薄膜则表现出各向异性分散,因此不是理想的单畴状态。各向异性分散是指从一个晶粒到另一个晶粒平面上,(各相异性分散角)方向和(各相异性分散幅度)幅度均不同(不完美纹理)。

如图 3.77 对薄膜元件的理论和实际磁滞回线进行了比较。可以看出在难磁化方向上有一个较小的滞后。但如果磁化磁场足够小 ( $H_x \ll H_k$ ),磁化过程就是线性的,且没有滞后(见图 3.77c)。这个线性区域在传感器方面应用价值很大,因为磁化强度方向  $\varphi$  和幅度与外部磁场  $H_x$  近似成线性关系(参见图 2.39):

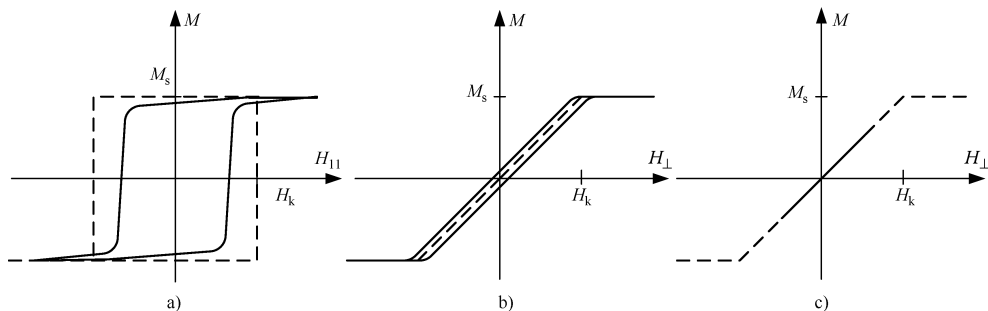


图 3.77 薄膜磁滞回线 a) 沿各向异性轴  $H_{\parallel}$   
b) 和 c) 垂直于各向异性轴  $H_{\perp}$  (理论模型为虚线)

$$\sin\varphi = \frac{H_x}{H_y + H_k} \quad (3.14)$$

如果外部磁场高于各向异性场,薄膜就会被消磁(参见图 2.141)。可通过人工增加各向异性避免这种情况,即沿薄膜易磁化各向异性轴方向额外施加偏置磁场  $H_B$ :

$$\sin\varphi = \frac{H_x}{H_y + H_k + H_B} \quad (3.15)$$

薄膜可以通过各种技术来沉积,如电镀和化学方法,如图 3.78 所示。但最普遍使用的是溅镀和真空蒸镀技术。在蒸镀法中,材料源被电子束加热,金属蒸气转移到真空中的基板上。玻璃、氧化硅和陶瓷材料都可以作为基板。为了改善基板的附着力,经常采用过渡层进行预沉积,例如使用钛或钽。在磁场中沉积薄膜可以诱发其各向异性。

蒸镀技术则主要用于实验室中,在工业上溅镀技术比较经济。沉积室中充满惰性气体,比如氩气。在阳极(基板)和阴极(电源)的电场作用下,出现辉光放电。电离气体由材料源发射原子进入基板。通过改变材料源,可以沉积不同的材料,可形成多层结构。

在薄膜技术中,分子束取向附生(MBE)技术十分重要,如图 3.79 所示。在这种技术中,有可能获得近乎完美的晶体结构,因为薄膜沉积模仿基板的种子晶体结构。现代 MBE 装置配备的测试方法,例如,反射高能电子衍射(RHEED),能控制沉积过程、晶体结构和组成。分子束取向附生技术要利用非常高的真空。

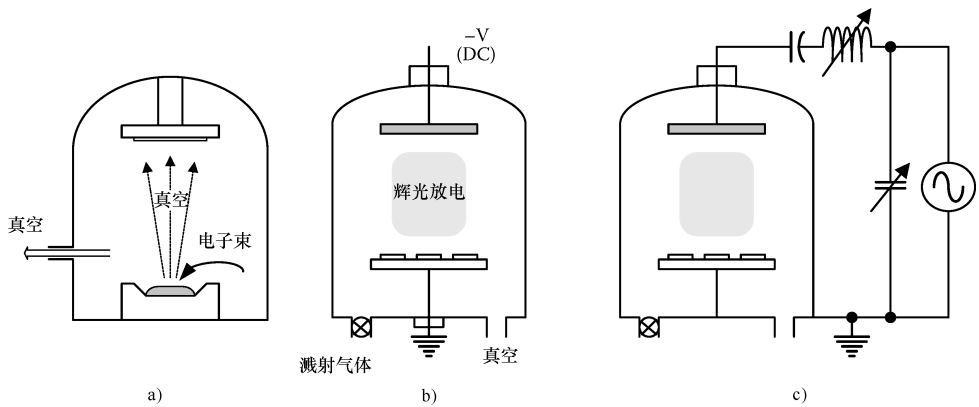


图 3.78 各种薄膜沉积的方法：  
a) 蒸镀 b) DC 溅镀 c) RF 溅镀

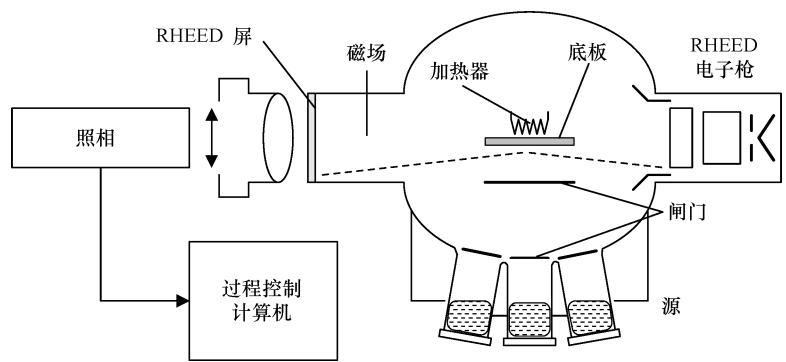


图 3.79 MBE 沉积系统操作原理

作为铁磁薄膜材料最常用的是坡莫合金 81-19。图 3.80 给出了镍铁合金的主要性能。坡莫合金 81-19 的主要优点在于磁致伸缩系数  $\lambda$  接近于 0，即接近于非磁致伸缩材料。不仅如此，这种材料各向异性较小 ( $H_k = 250\text{A/m}$ )，磁阻大 ( $\Delta\rho/\rho = 2.2\%$ )，各向异性分散性较小 ( $\alpha$ )。

在巨磁阻技术中，薄膜创建为多层形式：通常由导

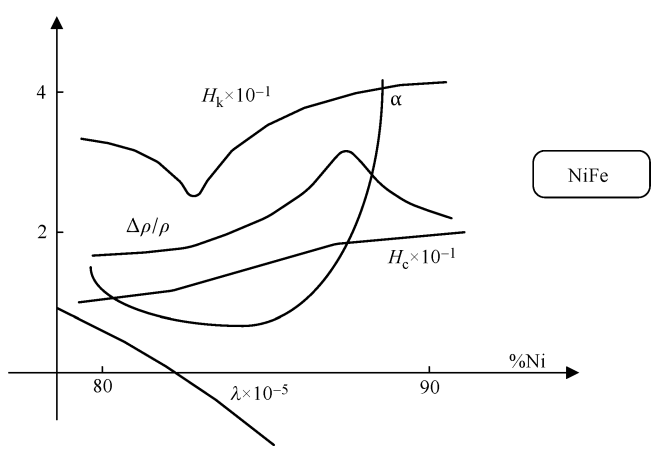


图 3.80 NiFe 薄膜特性

电层（spacer）分隔两个铁磁层。导电层会很薄（小于几纳米），因而薄膜沉积技术的关键是无缺陷（尤其是针孔），更难的是磁隧道结中间层的沉积。在这种情况下，中间层为绝缘体，通常叫做铝层，也就是后来发展的氧化铝层。

沉积后薄膜元件的最终形状形成，包括最后形状刻蚀（通常是窄条），引线或端子，附加的偏置层，附加平面线圈和覆盖层等。由于形状各异性可改变薄膜性能（参见（式 2.214）），不建议形成与材料各向异性轴倾斜成一定角度的形状，因为由此产生的各向异性轴与后来材料各向异性轴不同。最关键的是，当窄带与各向异性轴垂直时，会导致各向异性分散性的剧烈增加。

磁性薄膜主要应用于读磁盘的磁头。读盘磁头是一个复杂的设备，经常与薄膜写盘磁头合并在一起，两者都被放在厚屏蔽中，如图 3.81 所示。此外，磁头的磁阻元件是一个复杂的多层设计，图 3.82 给出了旋转磁头的剖面图。巨磁传感器由四层组成的：两层坡莫合金，由铜层和附加钴层分开以改善其性能。元件也被反铁磁性的 NiO 层附加磁化，有时要增加坡莫合金层的磁铁部分。本书稍后会在磁传感器部分介绍有关旋转间隙传感器的信息。

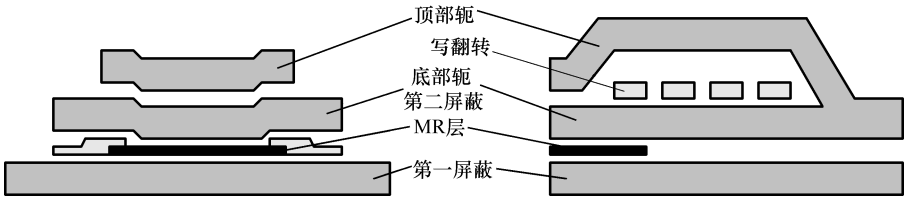


图 3.81 屏蔽读取头的典型设计

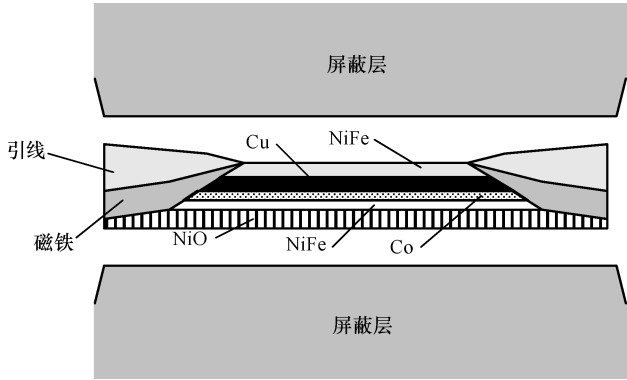


图 3.82 读取头的典型自旋阀传感元件的表面图

信息记录密度（读/写磁头小型化）进一步推动了读取技术的提高。材料也随之进步，以前磁带录音机最常用的记录材料是  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ ，其矫顽力为  $30\text{kA/m}$ 。现在则用几个盘片组成的硬盘进行数据记录和储存，这种盘片复杂的多层结构是由溅射沉积形成的。

典型的记录介质有 6 个功能层，如图 3.83 所示，每一层又可分为若干子层，例

如，两个反铁磁耦合层被第三层分隔开，这个第三层用来做记录层。当然，记录层对于记录质量非常重要，它是一层多晶层。这种材料应表现出大矫顽力、高各向异性、高饱和极化特性，且具有小的晶粒（相互之间不会耦合磁化）。近年来，CoCrPt-氧化物基材料通常用作磁记录的介质。这种材料矫顽力大约为  $H_c \sim 300\text{kA/m}$ ，各向异性场为  $H_k \sim 1000\text{kA/m}$ 。晶粒的直径范围约为 8nm。

典型的硬碟片制造大致为以下流程：磁盘由铝和几种添加物（镁硅，铜和以增加其机械强度的铁）构成基板，其厚度为 0.635、0.8、1.0、1.27、1.5 或 1.8mm。这种铝盘表面仔细抛光以降低其粗糙度，厚度低于 0.1nm。然后沉积附着层（通常为 NiP），随后添加软磁底层（如：无定形 CoTaZr 基或 NiFe 合金）。CoCrPt: SiO<sub>2</sub> 层通常作为记录层。

|        |        |
|--------|--------|
| 外层/润滑层 | ~ 4nm  |
| 记录层    | ~ 15nm |
| 中间层    | ~ 20nm |
| 软磁衬层   | ~ 80nm |
| 附着层    | ~ 10nm |
| 基板     | ~ 几 mm |

图 3.83 典型的记录媒介的 6 个功能层

最近纵向磁记录的发展几乎已到了极限。由“超顺磁性极限”为  $KV > 40\text{kBT}$  ( $K$  为磁各向异性， $V$  为晶粒体积)，这就意味着晶粒不能小于 8nm。小于这个值，在温度波动时就有可能造成读取不稳定。这个限制对于纵向磁记录约为  $130\text{Gbit/in}^2$ ，现在的技术发展已接近此值。磁记录进一步改善后可提高到  $500\text{Gbit/in}^2$ ，对于纵向记录可能有些复杂。在这种记录中，读取头是“单极”的而不是“环状”的，如图 3.84 所示。这种记录媒介也需要改善，晶粒的各向异性应垂直于表面。此外，附加软磁底层应与记录层下面的磁通量相近。据估计，为了获得  $500\text{Gbit/in}^2$  的密度，记录媒质矫顽力大约为  $500\text{kA/m}$ ，晶粒直径约为 6nm（Piramanayagam2007）。

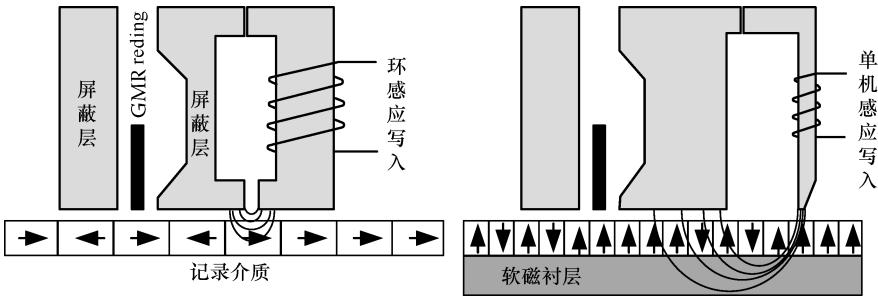


图 3.84 读/写头和记录媒介在纵向和垂直的记录示意图



### 3.7.2 铁磁流体和磁流变液体

磁性液体通常是由小铁磁或亚铁颗粒（通常为  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ ， $\text{Fe}_3\text{O}_4$  或  $\text{Co}$ ）悬浮在载体液体（一般为水和油的混合物）中。这种材料可分为两大类：颗粒尺寸微米级的磁流变液体，颗粒尺寸更小的（约为  $10\text{nm}$ ）的铁磁流体。

这两种液体的粘度都取决于外部磁场，可用于润滑剂、阻尼器、减振器等。以磁学观点来看，这两种液体是不同的；磁流变液体与磁流体材料表现相近，但铁磁流体在布朗运动暂停后为非常小的颗粒，接近于顺磁状态。虽然这样，可以假设这种纳米级颗粒为单畴粒子（形成磁铁单元），因为在热运动时其是随机分布的，这种影响称为超顺磁性。当外界没有磁场时，铁磁流体观察不到平均磁化，但当外界存在磁场时，其极化遵守朗之万方程，而且它比传统的顺磁材料更加容易极化。

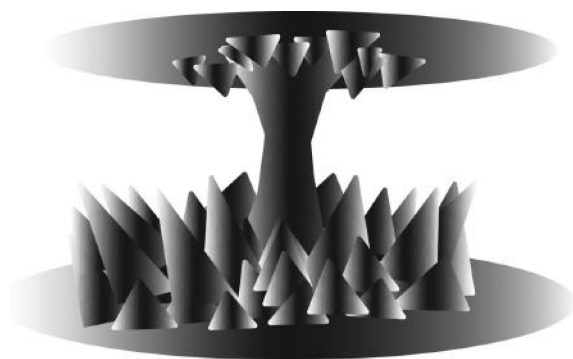


图 3.85 存在磁场时铁磁流体的表面结构

通常铁磁流体由于外部磁场存在会产生神奇的几何效应，如图 3.85 所示，可用于艺术制作（现在 YouTube 中已经有现成的剪辑）。但由于其独特功能，可应用在许多方面：其双折射效应可用于偏振光片、望远镜和反雷达系统；在医学方面从磁畴和磁场观点，在肿瘤检测的核磁共振对比方面可以改进。磁流变液体则广泛应用于机电一体化和机器人设备上。

本章结束时提一种特殊的磁性材料，称得上具有非凡磁性的豪斯勒（Heusler）合金。这种合金是 1903 年由 Heusler 发现（Heusler 1903, 1912, Webster 1969）的，这种铁磁材料的特别之处在于它是由非磁元素构成的，比如： $\text{Cu}_2\text{MnSn}$ 、 $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ 、 $\text{Pd}_2\text{MnAl}$ 。其铁磁特性是由特殊晶体结构，合金相邻离子之间的双交换机制产生的。多年来物理学家都致力于研究这种材料，但最近其在自旋电子中的应用得到了广泛报导（2006 年 Ishikawa）。

## 参 考 文 献

- Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F., Schloeman E.F., Stitzer S.N., 2002, Ferrite device and materials, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **50**, 721–737.
- Adams E., 1962, Recent developments in soft magnetic alloys, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1214–1220.

- Arai K.I., Ishiyama K., 1994, Recent development of new soft magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 233–237.
- Assmus P., Detent K., Ibe G., 1957, *Z. Metallk.*, **48**, 341.
- Bandyopadhyay S., Cahay M., 2008, *Introduction to Spintronics*, CRC Press, Boca Raton, FL.
- Barret W.F., Brown W., Hadfield R.A., 1902, Researches on the electrical conductivity and magnetic properties of upwards of one hundred alloys of iron, *J. IEE*, **31**, 674–729.
- Beckley P., 2000, *Electrical Steels, European Electrical Steel*, Orb Works, New Port, U.K.
- Beckley P., Snell D., Lockhart C., 1985, Domain control by spark ablation, *J. Appl. Phys.*, **57**, 4212–4213.
- Beckley P., 2002, *Electrical Steels for Rotating Machines*, IEE.
- Bolfarini C., Silva M.C.A., Jorge A.M., Kiminami C.S., Botta W.J., 2008, Magnetic properties of spray-formed Fe-6.5% Si and Fe-6.5%Si-1%Al after rolling and heat treatment, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, e653–e656.
- Boll R., 1989, Sensors, a comprehensive survey, in *Magnetic Sensors*, Vol. 5, Boll R., Overshott K.J. (Eds.), VCH Publishers Inc., Deerfield Beach, FL, Chapter 1.
- Brissonneau P., 1980, Non-oriented SiFe sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 52–59.
- Brissonneau P., 1984, Non-oriented electrical sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **41**, 38–46.
- Bularzik J.H., Krause R.F., Kokal H.R., 1998, Properties of new soft magnetic material for AC and DC motor applications, *J. Phys.*, **8**, Pr2-747–Pr-2853.
- Buschow K.H.J., 1991, New developments in hard magnetic materials, *Rep. Prog. Phys.*, **54**, 1123–1213.
- Chen H.S., 1980, Glassy metals, *Rep. Prog. Phys.*, **43**, 353–432.
- Chin G.Y., 1971, Review of magnetic properties of FeNi alloys, *IEEE Trans. Magn.*, **7**, 102–113.
- Coombs A., Lindemno M., Snell D., Power D., 2001, Review of the types, properties, advantages and latest developments in insulating coating on non-oriented electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 544–557.
- Couderchon G., Tiers J.F., 1982, Some aspects of magnetic properties of NiFe and CoFe alloys, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 196–214.
- Croat J.J., Herbst J.F., Lee R.W., Pinkerton F.E., 1984, Pr-Fe and Nd-Fe-based materials: a new class of high-performance permanent magnets, *J. Appl. Phys.*, **55**, 2078–2082.
- Crottier-Combe S., Audisio S., Degauque J., Porteseil J.L., Ferrara E., Pasquale M., Fiorillo F., 1996, The magnetic properties of FeSi 6.5 wt% alloys obtained by a SiCl<sub>4</sub> based CVD process, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 151–153.
- Degauque J., Fiorillo F., 2006, Alliages magnetiques doux enrichis en silicium, in *Materiaux magnetiques en genie electrique I*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 4, pp. 227–286.
- De Wulf M., 2006, Aciers electriques non orientes pour machines electriques et autres applications, in *Materiaux magnetiques en genie electrique I*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 2, pp. 87–148.
- Dionne G., 1975, A review of ferrites for microwave applications, *Proc. IEEE*, **63**, 777–790.
- Egami T., 1984, Magnetic amorphous alloys, *Rep. Prog. Phys.*, **47**, 1601–1725.
- Fastenau R.H.J., van Loenen E.J., 1996, Applications of rare earth permanent magnets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **157–158**, 1–6.
- Fert A., 2008, Origin, development and future of spintronics (Nobel lecture), *Angew. Chem. Int.*, **47**, 5956–5967.
- Fiedler H.C., 1977, A new high induction grain oriented 3% silicon iron, *IEEE Trans. Magn.*, **13**, 1433–1436.
- Fiorillo F., 1996, Advances in Fe-Si properties and their interpretation, *J. Magn. Magn. Mater.*, **157–158**, 428–431.
- Fiorillo F., 2004, *Measurement and Characterization of Magnetic Materials*, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands.
- Fish G.E., 1990, Soft magnetic materials, *Proc. IEEE*, **78**, 947–972.
- Fukuda B., Satoh K., Ichida T., Itoh Y., Shimanaka H., 1981, Effects of surface coating on domain structure in grain oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **17**, 2878–2880.
- Geoffroy O., Porteseil J.L., 2005, Soft materials for electrical engineering and low frequency electronics, in *Magnetism—Materials and Applications*, du Tremolet de Lacheisserie E., Gignoux D., Schlenker M. (Eds.), Springer, New York, Chapter 16, pp. 89–153.
- Goldman A., 1999, *Handbook of Modern Ferromagnetic Materials*, Kluwer Academic Publishers, Boston, MA.
- Goss N., 1934, Electrical sheet and method and apparatus for its manufacture and test, U.S. Patent 1965559.
- Goss N., 1935, New development in electrical strip steels characterized by fine grain structure approaching the properties of a single crystal, *Trans. Am. Soc. Metals*, **23**, 511–531.
- Goto I., Matoba I., Imanaka T., Gotoh T., Kan T., 1975, Development of a new grain oriented silicon steels RG-H, in *Proceedings of 2nd Soft Magnetic Conference*, pp. 262–268.
- Hadfield R., 1903, Magnetic composition and method of making some, U.S. Patent 745829.
- Haiji H., Okada K., Hiratani T., Abe A., Ninomiya M., 1996, Magnetic properties and workability of 6.5% Si steel sheet, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 109–114.
- Hasegawa R. (Ed.), 1983, *Glassy Metals*, CRC Press, New York.
- Hasegawa R., 2000, Present status of amorphous soft magnetic alloys, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 240–245.
- Hasegawa R., 2006, Advances in amorphous and nanocrystalline magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **304**, 187–191.
- Hasegawa R., Azuma D., 2008, Impacts of amorphous metal-based transformers on energy efficiency and environment, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, 2451–2456.
- Herbst J.F., Croat J.J., 1991, Neodymium-iron-boron permanent magnets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **100**, 57–78.
- Herzer G., 1990, Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 1397–1310.
- Herzer G., 1997, Nanocrystalline soft magnetic alloys, in *Handbook of Magnetic Materials*, Vol. 10, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands, Chapter 3, pp. 415–462.
- Heusler F., 1903, Über magnetische manganlegierungen, *Verhand. Deutsch. Phys. Ges.*, **5**, 219.
- Heusler F., Take E., 1912, Nature of the Heusler alloy, *Trans. Faraday Soc.*, **8**, 169–184.
- Hilzinger H.R., 1990, Recent advances in rapidly solidified soft magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **83**, 370–374.
- Hoffer G., Strnat K., 1966, Magnetocrystalline anisotropy of YCo<sub>5</sub> and Y<sub>2</sub>Co<sub>17</sub>, *IEEE Trans. Magn.*, **2**, 487–489.

- Hunt R.P., 1970, Magnetoresistive head, U.S. Patent 3493694.
- Ichijima I., Nakamura M., Nozawa T., Nakata T., 1984, Improvement of magnetic properties in thinner HiB with domain-refinement, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1557–1559.
- Ishikawa T., Marukame T., Kijima H., Matsuda K.I., Uemura T., Arita M., Yamamoto M., 2006, Spin-dependent tunneling characteristics of fully epitaxial magnetic tunneling junctions with a full-Heusler alloy  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  thin film and a  $\text{MgO}$  tunnel barrier, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 192505.
- Iuchi T., Yamaguchi S., Ichiyama T., 1982, Laser processing for reduction core loss of grain oriented silicon steel, *J. Appl. Phys.*, **53**, 2410–2412.
- Jiles D., 1998, *Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman & Hall, New York.
- Kawamura Y., Inoue A., Kojima A., Masumoto T., 1994, Fabrication of nanocrystalline  $\text{Fe}_{86}\text{Zr}_{7}\text{B}_6\text{Cu}_1$  soft magnetic compacts with high saturation magnetization, *J. Appl. Phys.*, **76**, 5545–5551.
- Kazimierczuk M., 2009, *High-Frequency Magnetic Components*, John Wiley & Sons, New York.
- Kirchmayr H.R., 1996, Permanent magnets and hard magnetic materials, *J. Phys. D.*, **29**, 2763–2778.
- Kneller E.F., Hawig R., 1991, The exchange-spring magnet: A new material principle for permanent magnets, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3588–3600.
- Kohler D., 1960, Promotion of cubic grain growth in 3% silicon iron by control of annealing atmosphere conditions, *J. Appl. Phys.*, **31**, 408s–409s.
- Kolano R., Kolano-Burian A., 2002, Soft magnetic amorphous and nanocrystalline materials—New generation of materials for electrical engineering, *Przegl. Elektr.*, **78**, 241–248.
- Krause R.F., Rauch G.C., Kasner W.H., Miller R.A., 1984, Effect of laser scribing on the magnetic properties and domain structure of high-permeability 3% SiFe, *J. Appl. Phys.*, **55**, 2121–2123.
- Kronmüller H., 1995, Recent development in high-tech magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140–144**, 25–28.
- Lebourgeois R., Guyot M., 2006, Les ferrites doux, in *Matériaux magnétiques en génie électrique II*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 3, pp. 149–198.
- Leonowicz M., Wyslocki J., 2005, *Modern Permanent Magnets* (in Polish), WNT, Warsaw, Poland.
- Littmann M.F., 1967, Structures and magnetic properties of grain-oriented 3.2% silicon iron, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1104–1108.
- Littmann M.F., 1971, Iron and silicon-iron alloys, *IEEE Trans. Magn.*, **7**, 48–61.
- Littman M.F., 1982, Grain-oriented silicon steel sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 1–10.
- Luborsky F.E., Frischmann P.G., Johnson L.A., 1980, Amorphous materials—A new class of soft magnetic alloys, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 130–137.
- Masumoto H., 1936, On a new alloy Sendust and its magnetic and electric properties, *Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **95**, 388–402.
- Matsumara K., Fukuda B., 1984, Recent developments of non-oriented electrical steel sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1533–1538.
- McCaig M., Clegg A.G., 1987, *Rare Earth Permanent Magnets in Theory and Practice*, Pentech Press, London, U.K.
- McCurrie R.A., 1994, *Ferromagnetic Materials*, Academic Press, London, U.K.
- McHenry M.E., Willard M.A., Laughlin D.E., 1999, Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets, *Prog. Mater. Sci.*, **44**, 291–443.
- Moorjani K., Coey J.M.D., 1984, *Magnetic Glasses*, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands.
- Morito N., Kamatsubara M., Shimizu Y., 1998, History and recent development of grain oriented electrical steel at Kawasaki Steel, *Kawasaki Steel Technical Report*, **39**, 3–12.
- Moses A.J., 1990, Electrical steels: Past, present and future developments, *IEE Proc.*, **137**, 233–245.
- Moses A.J., 1992, Development of alternative magnetic core materials and incentives for their use, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 150–155.
- Moses A.J., 1994, Steel restructured, *IEEE Rev.*, **40**, 11–14.
- Moses A.J., 2003, Soft magnetic materials for future power applications, *Przegl. Elektr.*, **79**, 457–460.
- Moses A.J., 2004, Measurement and prediction of iron loss in electrical steel under controlled magnetization condition, *Przegl. Elektr.*, **80**, 1181–1187.
- Nicolas J., 1980, Microwave ferrites, in *Ferromagnetic Materials*, Wohlfarth E.P. (Ed.), North Holland, Amsterdam, the Netherlands, Chapter 4.
- Nozawa T., Mizogami M., Mogi H., Matsuo Y., 1996, Magnetic properties and dynamic domain behavior in grain-oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 572–589.
- Nozawa T., Yamamoto T., Matsuo Y., Ohya Y., 1978, Relationship between total losses under tensile stress in 3 percent SiFe single crystal and their orientations near (110)[001], *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 252–257.
- Nozawa T., Yamamoto Y., Matsuo Y., Ohya Y., 1979, Effect of scratching on losses in 3-percent SiFe single crystals with orientation near (110)[001], *IEEE Trans. Magn.*, **15**, 972–981.
- O'Handley R.C., 2000, *Modern Magnetic Materials*, John Wiley & Sons, New York.
- Özgür U., Alivov Y., Morkoc H., 2009, Microwave ferrites—Fundamental properties, *J. Mater. Sci.*, **20**, 789–834.
- Pardavi-Horvath M., 2000, Microwave applications of soft ferrites, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 171–183.
- Peuzin J.C., 2005, Soft materials for high frequency electronics, in *Magnetism—Materials and Applications*, du Tremolet de Lacheisserie E., Gignoux D., Schlenker M. (Eds.), Springer, New York, Chapter 17, pp. 155–210.
- Pfeifer F., Radeloff C., 1980, Soft magnetic NiFe and CoFe alloys—Some physical and metallurgical aspects, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 190–207.
- Pfützner H., 1992, Performance of new materials in transformer cores, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 399–405.
- Piramanayagam S.N., 2007, Perpendicular recording media for hard disk drives, *J. Appl. Phys.*, **102**, 011301.
- Roy R.K., Pada A.K., Ghosh M., Mitra A., Ghosh R.N., 2009, Effect of annealing treatment on soft magnetic properties of Fe-6.5 Si wide ribbon, *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 2865–2870.
- Sagawa M., Fujimura S., Togawa N., Yamamoto H., Matsuura Y., 1984, New material for permanent magnets on a base of Nd and Fe, *J. Appl. Phys.*, **55**, 2083–2087.

- Sakakura A., Hoshina K., Uematsu Y., Igawa T., Fujimoto H., 1988, Process for producing electrical steel sheet, U.S. Patent 4762575.
- Sato K., Ishida M., Hina E., 1998, Heat-proof domain-refined grain-oriented electrical steel, *Kawasaki Steel Technical Report*, **39**, 21–28.
- Schneider J., Schoppa A., Peters K., 1998, Magnetic application choice among different nonoriented electrical steels, *J. Phys.*, **8**, Pr2-755–Pr2-762.
- Schoppa A., Schneider J., Wuppermann C.D., 2000, Influence of manufacturing process on the magnetic properties of non-oriented electrical steels, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 74–78.
- Shiling J.W., Houze G.L., 1974, Magnetic properties and domain structure in grain oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 195–223.
- Shilling J.W., Morris W.G., Osborn M.L., Prakash Rao, 1978, Orientation dependence of domain wall spacing and losses in 3-percent SiFe single crystals, *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 104–111.
- Shimanaka H., Ito Y., Matsumara K., Fukuda B., 1982, Recent development of non-oriented electrical steel sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 57–64.
- Shimanaka H., Ito Y., Matsumara K., Irie T., Nakamura H., Shono Y., 1980, *Trans. Met. Soc. AIME*, 193.
- Sixtus K.J., 1935, Magnetic anisotropy in silicon steel, *Physica*, **6**, 105–111.
- Snoek J.L., 1936, Magnetic and electrical properties of the binary systems  $\text{MO Fe}_2\text{O}_3$ , *Physica*, **3**, 463–483.
- Stodolny J., 1995, Alternative materials and development of conventional electrical sheets, *Metall. Foundry Eng.*, **21**, 307–318.
- Stoppels D., 1996, Development in soft magnetic power ferrites, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 323–328.
- Strnat K., Hoffer G., Olson J., Ostertag W., Becker J.J., 1967, A family of new cobalt-base permanent magnet materials, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1001–1002.
- Strnat K.J., 1988, Rare-earth cobalt permanent magnets, in *A Handbook of the Properties of Magnetically Ordered Substances*, Vol. 4, Wohlfarth E.P., Buschow K.J.H. (Eds.), North-Holland, Amsterdam, the Netherlands, pp. 131–209.
- Strnat K.J., 1990, Modern permanent magnets for applications in electro-technology, *Proc. IEEE*, **78**, 923–946.
- Sugimoto M., 1999, The past, present and future of ferrites, *J. Am. Ceram. Soc.*, **82**, 269–280.
- Suzuki K., Makino A., Inoue A., Masumoto T., 1991, Soft magnetic properties of nanocrystalline bcc FeZrB and FeMBCu (M—transition metal) alloys with high saturation magnetization, *J. Appl. Phys.*, **70**, 6232–6237.
- Taguchi S., Sakakura A., 1964, Process of producing single-oriented silicon steel, U.S. Patent 3159511.
- Taguchi S., Sakakura A., 1969, Characteristics of magnetic properties of grain oriented silicon iron with high permeability, *J. Appl. Phys.*, **40**, 1539–1541.
- Takahashi N., Ushigami Y., Yabumoto M., Suga Y., Kobayashi H., Nakayama T., Nozawa T., 1986, Production of very low core loss grain-oriented silicon steel, *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 490–495.
- Tumanski S., 2001, *Thin Film Magnetoresistive Sensors*, IOP Publishing, Bristol, U.K.
- Tumanski S., 2002, Investigations of two-dimensional properties of selected electrical steel samples by means of the Epstein method, in *Proceedings of the 7th Workshop on 2D Measurements*, Lüdenscheld, Germany, September 16–17, 2002, pp. 151–157.
- Villard M.A., Huang M.Q., Laughlin D.E., McHenry M.E., Cross J.O., Harris V.G., Franchetti C., 1999a, Magnetic properties of HITPERM (Fe,Co)88Zr7B4Cu1 magnets, *J. Appl. Phys.*, **85**, 4421–4423.
- Villard M.A., Gingras M., Lee M.J., Harris V.G., Laughlin D.E., McHenry M.E., 1999b, Magnetic properties of HITPERM (Fe,Co)88Zr4B4Cu9 nanocrystalline magnets, *Mat. Res. Soc.*, **577**, 469–479.
- Waecklerle T., 2006, Matériaux magnétiques doux spéciaux et applications, in *Matériaux magnétiques en génie électrique I*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 3, pp. 153–223.
- Waecklerle T., Alves F., 2006a, Alliages magnétiques amorphes, in *Matériaux magnétiques en génie électrique II*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 1, pp. 17–75.
- Waecklerle T., Alves F., 2006b, Alliages magnétiques nanocristallins, in *Matériaux magnétiques en génie électrique II*, Kedous-Lebouc A. (Ed.), Lavoisier, Chapter 2, pp. 79–145.
- Webster P.J., 1969, Heusler alloys, *Cont. Phys.*, **10**, 559–577.
- Wilczynski W., Schoppa A., Schneider J., 2004, Influence of different fabrications steps of magnetic core on their magnetic properties, *Przegl. Elektr.*, **80**, 118–122.
- Wolf S.A., Chitchekanova A.Y., Treger D.M., 2006, Spintronics—A retrospective and perspective, *IBM J. Res. Dev.*, **50**, 101–110.
- Yabumoto M., Kobayashi H., Nozawa T., Hirose K., Takahashi N., 1987, Heatproof domain refining method using chemically etched pits on the surface of grain oriented SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 3062–3064.
- Yamamoto T., Taguchi S., Sakakura A., Nozawa T., 1972, Magnetic properties of grain-oriented silicon steel with high permeability orientcore HiB, *IEEE Trans. Magn.*, **8**, 677–681.
- Yoshizawa Y., Oguma S., Yamauchi K., 1988, New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure, *J. Appl. Phys.*, **64**, 6044–6046.

## 第4章 磁传感器

### 4.1 总论

#### 4.1.1 磁场传感器分类

大部分磁场传感器实际上是磁场的磁感应强度传感器<sup>①</sup>——有些传感器基于磁测量的原理，比如测量压力的磁致伸缩传感器。图 4.1 给出了大部分通常使用的磁场传感器（Magnetic Field Sensor, MFS）的测量灵敏度范围。

笔者曾写过关于 MFS 的回顾（2004 年 Tumanski）。其他作者（Lenz 1990, Heremans 1993, Lenz and Edelstein 2006, Ripka and Janosek 2010）也曾有类似综述性书籍（Boll and Overshott 1989, Ripa 2001）。参看这些书籍，得出的结论是磁传感器的发展过程是相当稳定的。在过去几年里，相同传感器（超导量子干涉仪 SQUID、共振传感器、磁通门传感器、磁阻传感器、霍尔传感器、感应传感器）占市场主导地位。这些新传感器中只有磁隧道结（TMJ）和巨磁阻抗（GMI）具有发展优势。当然，所有传统传感器都在小型化，微电子化等方面进行了改善。

图 4.1 给出了主要传感器的传统应用范围。SQUID 传感器通常用于测量非常小的磁场，一般为生物磁场。高于 0.1 nT 的磁场可用两类传感器——共振传感器和磁通门传感器。共振方法（通常为光泵和核共振）精度较高，但这种传感器很大，主要用来检测磁场的标量值。因而，它们主要用于地球物理和外太空的检测。

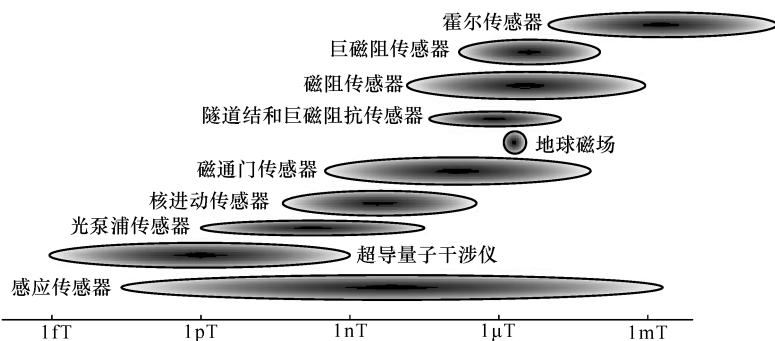


图 4.1 主要磁场传感器的测量范围

① 当磁场传感器测量空间磁场，测量磁场强度或测磁感应强度不重要，因为二者由线性关系  $B = \mu_0 H$  描述。所以测量仪器通常由特斯拉标刻度，但测量仪器也可以用磁场强度单位 A/m 标出（或标出两种）。

在类似的范围内通常使用磁通门传感器。它的体积小,并可检测矢量。但为了获得更准确的量,在使用时要非常仔细。在地球磁场范围内,可以用更廉价的各向异性磁电阻(AMR)和巨磁阻(GMR)传感器。测量大磁场时几乎全部用霍尔效应传感器<sup>①</sup>。

感应传感器有特殊的应用(如寻找石油)。它们测量范围很大,从很小的 pT 级到很大的磁场区域,从直流(传感器移动)到带宽为 GHz。

#### 4.1.2 磁传感器性能

当一种新的传感器工作原理出现后,要经历很长的过程才能进入应用阶段。只是找到  $H \rightarrow X$  ( $X$  是指传感器的输出信号)是远远不够的,更重要的是确定适当的测量参数,这些参数如下:

- 1) 噪声水平和分辨率。
- 2) 偏移量和稳定性。
- 3) 灵敏度、非线性和测量范围。
- 4) 频带宽度。
- 5) 温度稳定性。
- 6) 正交励磁的抗扰性。
- 7) 滞后。
- 8) 材料和制造成本。

噪声的功率谱密度(PSD)是一个很重要的参数,因为当考虑传感器的分辨率时,噪声参数十分关键。噪声主要来源于传感器内部,例如,电阻传感器噪声来源于热约翰逊噪声  $V_{nT}$ ,而半导体结噪声来源是散粒噪声  $I_{ns}$ :

$$V_{nT} = \sqrt{4kTR\Delta f} \quad (4.1)$$

$$I_{ns} = \sqrt{2qI\Delta f} \quad (4.2)$$

式中,  $k$  为玻尔兹曼常数;  $q$  为电子电荷。

由于噪声与频率变化  $\Delta f$  有关,通常将噪声谱密度  $S(f)$  可表示为

$$S(f) = \frac{V_n^2}{\Delta f} = \left( \frac{V_n}{\sqrt{\Delta f}} \right)^2 \quad (4.3)$$

因此,噪声的“单位”可表示为  $\mu V/\sqrt{Hz}$ ,噪声等效磁场可用  $nT/\sqrt{Hz}$  表示。图 4.2 给出了两种磁传感器噪声谱的比较,表 4.1 则给出了主要 MFS 的噪声水平。

表 4.1 各种传感器的噪声与分辨率

|                   | $S(f)$                                             | 分辨率 |
|-------------------|----------------------------------------------------|-----|
| 超导量子干涉磁力仪         | $5 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$                    |     |
| 高 $T_c$ 超导量子干涉磁力仪 | $100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$                  |     |
| 空心线圈              | $20 \text{ Hz 时 } 0.3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ |     |

① 虽然如此,传感器的标尺通常由核磁共振传感器校准。



(续)

|         | $S(f)$                                                         | 分辨率   |
|---------|----------------------------------------------------------------|-------|
| 铁心线圈    | 1Hz 时 $2.5\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$                          |       |
| 磁通门磁力计  | $2\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}} \sim 5\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ |       |
| AMR 磁力计 | $15\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$                                 |       |
| 霍尔磁力计   | $0.5\mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$                              |       |
| 光泵磁力计   |                                                                | 1pT   |
| 奥佛好塞磁力计 |                                                                | 10pT  |
| 质子进动磁力计 |                                                                | 100pT |

(来源: After Ripka, P. J. Magn. Magn, Mater. , 157-158, 424, 1996. )

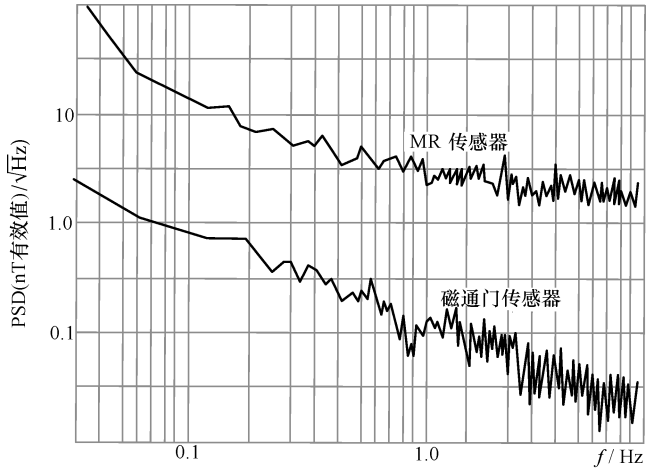


图 4.2 两种磁场传感器的噪声频谱比较

(数据来源: Ripka, P. , J. Magn. Magn. Mater. , 157-158, 424, 1996. )

电子电路是另一个附加噪声源，但信号处理可以抑制噪声。锁相放大器利用同步检测原理降低噪声，锁相放大器仅可以通过与参考频率相同的频率<sup>①</sup>。在某些传感器中，很容易获得特定频率的参考信号。例如，在磁通门传感器中，输出信号的频率是励磁源两倍<sup>②</sup>，如图 4.3 所示。如果将传感器连接到桥电路，输出信号与电源的频率相同<sup>③</sup>。有时，要人为的产生这种信号——例如，在直流 SQUID 中，使用额外的调制振荡器来磁化 SQUID。

另一个限制传感器分辨率的是偏移量，尤其是温度零点漂移。在磁阻传感器中这个问题更加严重，因为由磁场变化引起电阻变化和由温度引起电阻变化不容易区分。

① 噪声信号(白噪声) 是一种所有频率分量随机分布组成的信号。  
② 这个信号按照被测量磁场信号的比例被调制。  
③ 这种情况下,测量信号调制载波信号频率与电源电压信号频率相同。

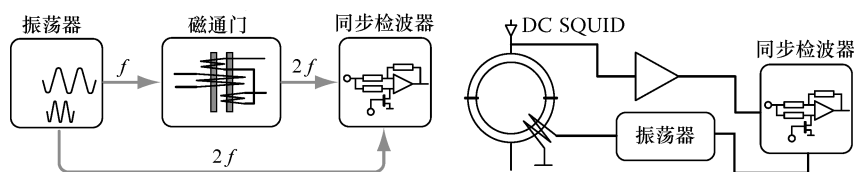


图 4.3 磁场传感器中锁相放大器的应用

通常减少这种偏移所用的措施就是利用由两个传感器组成桥电路，一个主动传感器（与测量值  $x$  成正比），一个被动传感器，如图 4.4a 所示。如果这两个（主动和被动）传感器都受相同的量影响，比如温度  $T$ ，这个偏移量影响就可被抑制。因为：

$$V_{\text{out}} \approx \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta R_1}{R_1} - \frac{\Delta R_2}{R_2} \right) V_s$$

$$= \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta R_1(x)}{R_1} + \frac{\Delta R_1(T)}{R_1} - \frac{\Delta R_2(T)}{R_2} \right) V_s = \frac{1}{4} \frac{\Delta R_1(x)}{R_1} V_s \quad (4.4)$$

通过差分放大器可以获得对输出相同的影响， $V_{\text{out}} = K(V_1 - V_2)$ ，如图 4.4b 所示。如图 4.4c 所示描述了梯度计传感器中抑制外磁场影响的测量措施，在 SQUID 测量时经常用到这种方式。两个传感器都受到相同量  $H_{\text{ext}}$  的影响，但在接近未知磁场  $H_x$  干扰源  $S$  的传感器，会获得更好一些的输出信号。

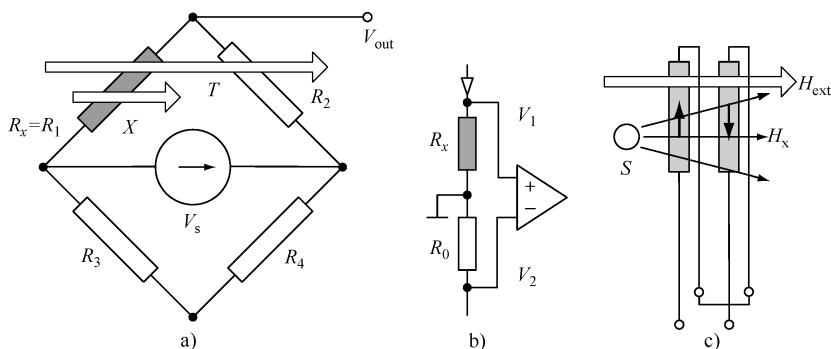


图 4.4 常用排除偏移量干扰的例子

如图 4.5a 给出了巨磁阻（GMR）传感器受到温度影响的补偿措施。两个传感器都受到同一温度的影响，但只有主动传感器受到磁场的影响，因为被动传感器被屏蔽了。在各向异性磁阻（AMR）传感器中采用适当的设计可更好抑制温度的影响，如图 4.5b 所示，可获得差分传输特性的传感器。

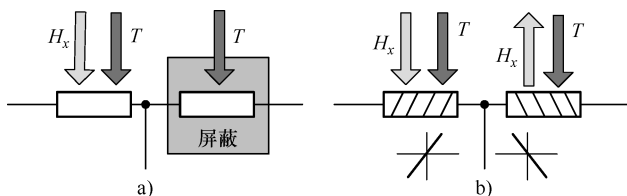


图 4.5 温度影响对于 GMR 传感器 a) 和 AMR 传感器 b) 的补偿效应



当然，如果传感器的输出信号频率很高，很容易从中分离出由零点漂移引起的低频（或直流）信号。在磁通门传感器中，低频磁场测量会引起高频调制输出信号。在 AMR 传感器中，如图 4.6 所示，测量中可获得同样的效果。如果传感器能交替“翻转”偏置，使其垂直于测量磁场（即沿着各向异性轴），就能容易地从低频信号温度零点漂移中分离出交流输出信号。

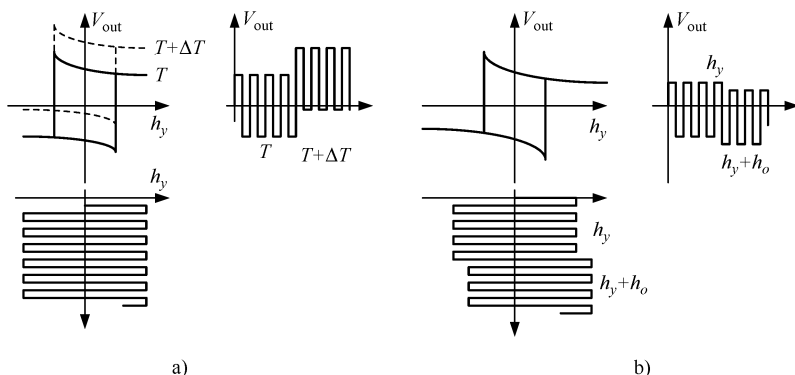


图 4.6 在 AMR 传感中使用翻转偏置磁场补偿温度  
a) 和正交磁场 b) 影响

最好情况是当传感器传输特性为线性：

$$X_{out} = SB \quad (4.5)$$

式中， $S$  为灵敏度系数； $B$  为输出信号。

当灵敏度与测量值有关时传输特性为非线性：

$$X'_{out} = S(B)B \quad (4.6)$$

非线性误差为

$$\delta_{nl} = \frac{X_{out} - X'_{out}}{X_{out}} = 1 - \frac{S(B)}{S} \quad (4.7)$$

例如，厚度为  $t$  的霍尔传感器灵敏度系数为（Popovic 2004）

$$S_i = G_H \frac{R_H}{t} \quad (4.8)$$

形状因子  $G_H$  和霍尔效应系数  $R_H$  不只与载流子迁移率  $\mu_H$  有关，也与测量的磁场  $B$  有关：

$$\begin{aligned} R_H &= R_{H0} (1 - \alpha \mu_H^2 B^2) \\ G_H &= G_{H0} (1 - \beta \mu_H^2 B^2) \end{aligned} \quad (4.9)$$

幸运的是，系数  $\alpha$  与  $\beta$  符号恰好相反，因此，可设计传输特性接近于线性的霍尔传感器。

AMR 传感器（见图 4.7）的传输特性是非线性的，这是由于其输出信号与磁阻系数  $\Delta\rho/\rho$  和磁场面积  $h_x$  有关：

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{\Delta\rho}{\rho} h_x^2 \quad (4.10)$$

非齐次退磁场也会对这个关系产生额外的影响。通过适当的设计可以显著改善其非线性 (Tumanski 2001), 最终传输特性变为

$$\frac{\Delta R}{R} = \pm \frac{\Delta \rho}{\rho} h_x \sqrt{1 - h_x^2} \cong \pm \frac{\Delta \rho}{\rho} h_x \quad (4.11)$$

这样, 如果测量的  $h_x$  充分小, 传感器就非常接近于线性。通常, 引入负反馈可彻底改善其线性, 因为此时传感器只是作为零磁场探测器, 如图 4.8 所示。

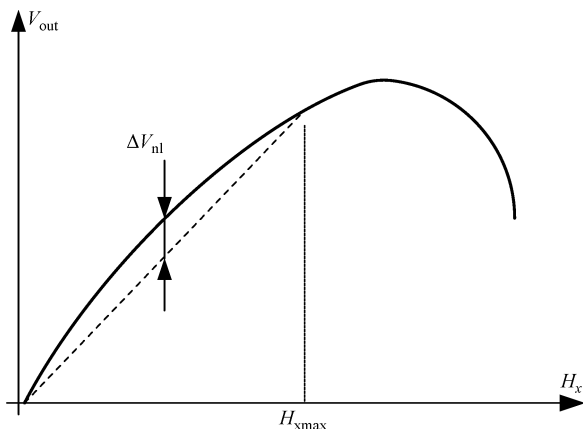


图 4.7 AMR 传感器的非线性误差

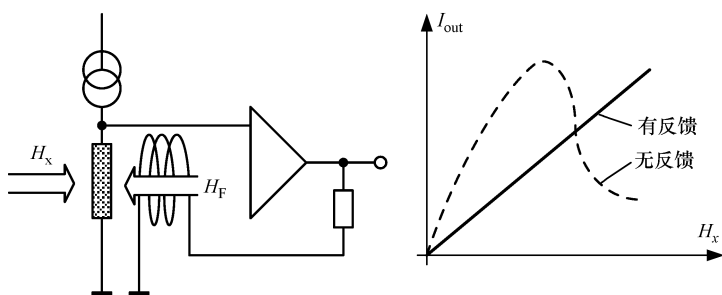


图 4.8 使用反馈改进传感器线性特性

反馈的缺点是破坏了测量点的磁场分布。利用非常小的反馈线圈, 在很小的磁场空间内产生反馈磁场可以解决这个问题。如图 4.9 所示 Philips MR 传感器有两个小的平面线圈, 一个用于反馈, 另一个用于翻转, 也可参见图 4.6。

通过反馈, 所有类型的传感器测量范围都可扩展, 如图 4.8 所示。但实际上, 最小测量范围是由分辨率 (噪声水平和偏移量) 决定的, 最大测量量程是由性价比决定的。如图 4.10 给出了不同传感器的噪声频谱。1 ~

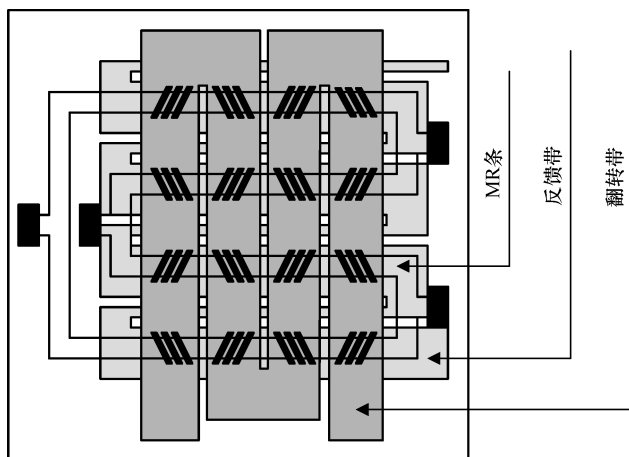


图 4.9 AMR 传感器和另外两个用于反馈和翻转的平面线圈

10pT 范围内只能用 4.2K SQUID。但在 10fT ~ 1pT 范围内, 更便宜的 77K SQUID 可进行相同的测量。而且, 在这个区域的最大限值处也可应用感应传感器。

在 1pT 到大约 1nT 磁场测量范围内, 可以用廉价的磁通门传感器。高于 1nT 时, 可用比磁通门传感器更便宜的 AMR 传感器。磁场高于 10mT 时, 采用霍尔传感器则更加方便。

磁阻和霍尔传感器表现出很好的频率特性——测量范围由直流到吉赫 (GHz), 更重要的是输出信号与磁场值成正比。感应传感器测量范围也可到 GHz (Tumanski 2007), 但其信号取决于磁感应强度的导数  $dB/dt$ , 所以需要有一个积分电路。通常线圈传感器带宽受限于共振频率。磁通门传感器最大频率受限于磁场频率, 因为输出  $2f$  信号受到测量值的调制, 载波频率至少为传感器信号频率的 5 倍。所以, 磁通门传感器频率控制在 1kHz 范围内, 这就意味着磁化磁场的频率不得低于 5kHz。

实际上, 所有磁传感器都受温度的影响。但经过适当的设计, 可得到温度补偿的传感器。例如, AMR 传感器温度误差依赖于磁阻随温度变化量  $\alpha_{\Delta\rho}$  和各向异性随温度变化量  $\alpha_{HK}$ :

$$\alpha_t = \alpha_{\Delta\rho} - \frac{H_k}{H_k + H_y + tM/W} \alpha_{HK} \quad (4.12)$$

坡莫合金中  $\alpha_{\Delta\rho} \approx -0.018K^{-1}$ ,  $\alpha_{HK} \approx -0.022K^{-1}$ , 适当设计磁条的厚度  $t$  和宽度  $W$ , 就能获得温度自补偿传感器。

矢量磁传感器仅测量磁场的一个分量。磁通门传感器、霍尔和 GMR 传感器受到磁场正交分量影响会产生误差——交叉场效应。此效应对于 AMR 传感器危害最大 (传感器最大的缺点), 因为其灵敏度与  $H_y$  分量有关:

$$\frac{\Delta R}{R} = \pm \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{1}{H_k + H_y} H_x \quad (4.13)$$

如果这个正交分量场很大 (大于各向异性磁场  $H_k$ ) 就会破坏传感器的性能 (大的滞后性)。幸运的是, 传感器在各向异性易磁化方向施加加大磁场偏置, 可以恢复其正常操作的性能。

如图 4.6 所示, 在 AMR 传感器中应用翻转的交流场可减少交叉场效应误差。为避免传感器正交分量的影响, 可应用负反馈, 此时传感器作为零磁场探测器工作。

在磁场传感器中, 特别是含铁磁性材料的传感器中会产生剩磁误差, 这是传感器

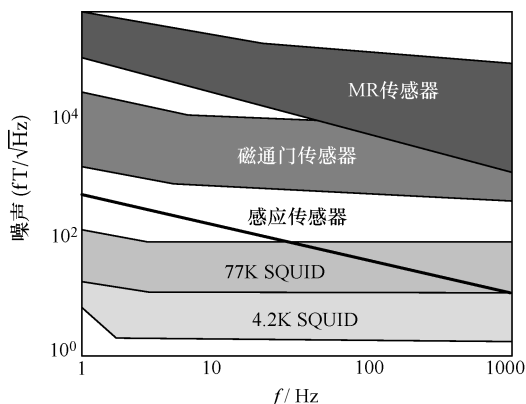


图 4.10 各种传感器的典型噪声水平 (下限范围)

(数据来源: Schilling, M., Rauscheigenschaften magnetoresistiver Sensoren, in Proceeding of the VII Symposium. "Magnetoresistive Sensoren", Snesitec, 2003.)

在强磁场中（远大于其测量范围）过负荷的影响，因此这种过磁冲击过后需要进行退磁。在磁通门传感器中，应用足够大的励磁磁场可以抑制剩磁误差。对于磁阻传感器，翻转磁场也有助于消除剩磁误差。

## 4.2 感应传感器<sup>⊖</sup>

### 4.2.1 导论

感应线圈传感器（Dehmel 1989, Ripka 2001, Prance et al. 2006, Tumanski 2007）（又称为探测线圈、拾波线圈、B 线圈、H 线圈、磁性天线等）是一种最古老和最著名的磁传感器。其传递函数为  $V=f(B)$ ，由法拉第电磁感应定律导出：

$$V = -n \frac{d\Phi}{dt} = -nA \frac{dB}{dt} = -\mu_0 nA \frac{dH}{dt} \quad (4.14)$$

式中， $\Phi$  是通过线圈的磁通量； $A$  为线圈面积； $n$  是线圈匝数。

人们都知道线圈传感器原理，但只有专家才清楚其技术细节和实际测量过程。例如，人们都知道线圈传感器输出信号  $V$  与磁感应强度变化频率  $dB/dt$  成正比，输出信号则需要积分。然而，也有其他方法使输出信号直接与磁感应强度  $B$  成正比。

许多年前对线圈传感器的性能进行了详细描述（Zijlstra 1967），如图 4.11 所示。但基于同样原理的传感器有许多应用，尤其是在杂散磁场检测中（对健康存在潜在危害）。感应传感器是唯一可由操作者直接制作的传感器（与霍尔、磁阻或磁通门传感器相比）。线圈制作方法简单，材料（线圈）是现成的。因此，所有人都可用这种简单、价格低廉，但又准确的感应线圈传感器进行测量。

历史上有许多线圈传感器复兴的例子。例如，1887 年第一次描述了 Rogowski 线圈和 Rogowski-Chattock 线圈（Chattock 1887, Rogowski and Steinhaus 1912）。现在这些传感器被重新描述为：Rogowski 线圈可作为很好的电流传感器（Murgatroyd 1996）而 Rogowski-Chattock 线圈则用于软磁材料磁性能测量（Shirkoochi and Kontopoulos 1994）。1957 年申请了一个古老的奥地利专利（Werner 1957），描述了针式传感器用于电工钢局部磁感应强度测量，若干年后这种方法在磁测量方面再次复兴（Senda et al. 1997, Pfützner and Krismanic 2004）。



图 4.11 最简单的用于测量磁感应强度（磁场强度）的线圈传感器

⊖ 基于《测量、科学与技术》中的“感应线圈传感器——评论”

### 4.2.2 空心线圈与铁心线圈

空心线圈传感器相对敏感度较低，其微型化的问题可通过置入铁心得以解决，铁心作为线圈内磁场的通路。对于一个有铁心的线圈，式 (4.14) 变为

$$V = -\mu_0 \mu_r n A \frac{dH}{dt} \quad (4.15)$$

现代软磁材料相对磁导率  $\mu_r$  可高达  $10^5$ ，大大增加了传感器的灵敏度。但是，应该考虑由此产生的铁心磁导率  $\mu_c$  要低于材料实际磁导率。这是由于退磁因子  $N_d$  确定的退磁场效应，与铁心几何形状有关

$$\mu_c = \frac{\mu_r}{1 + N_d (\mu_r - 1)} \quad (4.16)$$

如果材料相对磁导率  $\mu_r$  相对较大（一般情况是这样），由铁心产生磁导率  $\mu_c$  就主要依赖于退磁因子  $N$  ( $\text{mic} = 1/N$ )。因此，传感器灵敏度主要依赖于高磁导率材料铁心的几何形状。

椭圆形铁心退磁因子  $N_d$  依赖于铁心长度  $l_c$  和铁心直径  $D_c$ ，其近似关系如下：

$$N_d \cong \frac{D_c^2}{l_c^2} (\ln \frac{2l_c}{D_c} - 1) \quad (4.17)$$

由式 (4.17) 可得：为了获得较小的  $N_d$ （即较大的合成磁导率  $\mu_c$ ），铁心应该尽可能长，且直径小。Prance 描述了探测线圈灵敏度较高时的优化尺寸 (Prance et al. 2003)。

铁心为非晶带材料 (Metglas 2714AF) 尺寸分别为  $l_c = 300\text{mm}$ ， $D_c = 10\text{mm}$ （长宽比为 30）。将这些数值代入式 (4.17)，得  $N_d \cong 3.5 \times 10^{-3}$ ，其灵敏度为空心线圈传感器的 300 倍。

利用软磁材料铁心可明显改善传感器的灵敏度。然而这是以牺牲空心线圈传感器的最明显优势——线性度为代价的。即使以最好铁磁材料做成铁心传感器的传递函数也会引入非线性因素，它与温度、频率、磁感应强度等值有关。额外磁噪声（如：巴克豪森噪声）也会降低传感器的灵敏度。不只如此，铁心也改变了被测磁场的分布，导致严重的后果。

### 4.2.3 空心线圈传感器设计

图 4.12 给出了空心线圈传感器的典型设计。多层线圈传感器的面积计算可使用积分 (Zijlstra 1967)

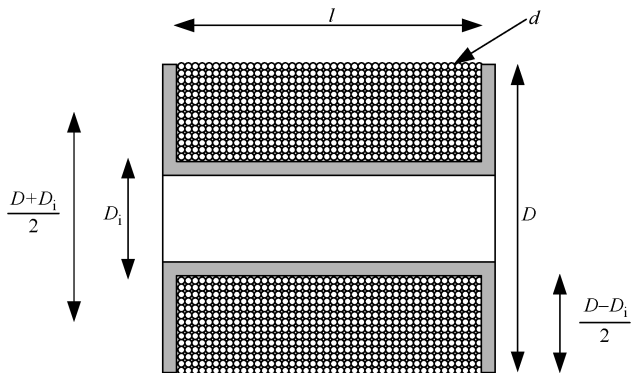


图 4.12 空心线圈传感器的典型设计 ( $l$  为线圈长度； $D$  为线圈的外径； $D_i$  为线圈的内径； $d$  为导线直径)

$$A = \frac{\pi}{4} \times \frac{1}{D - D_i} \int_{D_i}^D (y^2) dy = \frac{\pi}{12} \times \frac{D^3 - D_i^3}{D - D_i} \quad (4.18)$$

但式 (4.18) 计算并不精确，因此，在实际中最好是在已知磁场内校准线圈面积。

假设线圈直径为平均值  $D_m = (D + D_i) / 2$ ，则线圈面积可简化计算为

$$A = \frac{\pi}{8} (D + D_i)^2 \quad (4.19)$$

假设被测磁感应强度为正弦量  $b = B_m \sin(\omega t)$ ，感应线圈直径为  $D$ ，则式 (4.14) 变为

$$V = 0.5 \pi^2 f n D^2 B \quad (4.20)$$

式中， $f$  为测量磁场频率； $n$  为线圈匝数； $D$  为线圈直径； $B$  为测量磁感应强度。

如果用磁场强度  $H$  代替磁感应强度  $B$ ，由非铁磁性介质 ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ )  $B = \mu_0 H$  则式 (4.20) 变为

$$V = 2 \times 10^{-7} \pi^3 f n D^2 H \quad (4.21)$$

考虑到式 (4.19)，式 (4.21) 可变为

$$V = \frac{10^{-7}}{2} \pi^3 f n (D + D_i)^2 H \quad (4.22)$$

线圈匝数由所用导线直径  $d$  和填充因数  $k$  (一般  $k \approx 0.85$ ) 决定，则线圈尺寸为

$$n = \frac{l (D - D_i)}{2kd^2} \quad (4.23)$$

这样，空心线圈传感器灵敏度系数  $S = V/H$ ，可表示为

$$S = \frac{10^{-7}}{4} \frac{\pi^3 f l}{kd^2} (D - D_i) (D + D_i)^2 \quad (4.24)$$

线圈传感器分辨率受限于热噪声  $V_T$ ，它与线圈电阻  $R$ 、温度  $T$ 、频率带宽  $\Delta f$  均有关。系数为玻尔兹曼因数  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{W} \cdot \text{s/K}$ ：

$$V_T = 2 \sqrt{k_B T \Delta f R} \quad (4.25)$$

线圈电阻计算式可表示为 (Richter 1979)：

$$R = \frac{\rho l}{d^4} (D - D_i) \times (D + D_i) \quad (4.26)$$

空心线圈传感器的信噪比 (SNR) 为：

$$SNR = \frac{\pi^3 \times 10^{-7}}{8} \frac{f}{\sqrt{\Delta f}} \frac{\sqrt{l} (D + D_i)}{\sqrt{k^2 k_B T \rho}} \frac{\sqrt{D^2 - D_i^2} \times H}{\sqrt{k^2 k_B T \rho}} \quad (4.27)$$

由以上等式可以看出，灵敏度大致与  $D^3$  成正比，SNR 则与  $D^2$  有关，所以获得最大灵敏度的最好方法是增加线圈直径。增加线圈长度方法作用稍弱些，因为灵敏度与  $l$  有关，而 SNR 仅与  $\sqrt{l}$  有关。灵敏度也随着线圈匝数的增加而改变。例如：用直径较小的导线，线圈灵敏度随  $d^2$  增加，而 SNR 则与导线直径无关。

许多文献也讨论过空心线圈传感器中其他相关的几何因素。例如：考虑不均匀场引起的误差时，线圈长度与直径间最优比的确定问题。研究发现 (Herzog and Tischler 1953, Zijlstra 1967) 当  $l/D = 0.866$  时，可消除线圈中心不合理等其他因素影响，这种分析适用于单层线圈。对于多层线圈，推荐比例为  $l/D = 0.67 \sim 0.866$  (当  $D_i/D = 0$  时，为 0.67；当  $D_i/D = 1$  时，为 0.866)。同一文献 (Zijlstra 1967) 中建议  $D_i/D$  小于 0.3。

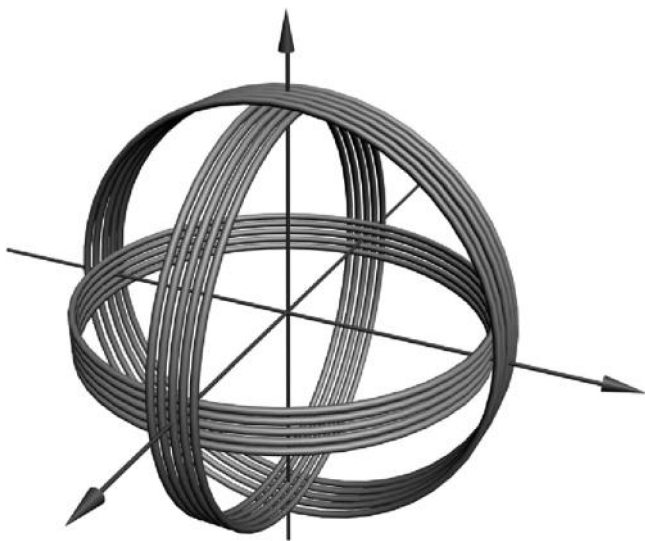
由以上分析得出，为了获得较大的分辨率，空心线圈传感器应该非常大。例如，用于测量地球微脉动磁场的感应线圈磁力仪，带宽为 0.001 ~ 10Hz，分辨率为 1pT ~ 1nT



(Stuart 1972), 有几米大, 几百公斤重。例如 Campbell 设计的线圈传感器 (1969), 直径为 2m 的线圈 (导线直径为 0.125mm, 16000 匝), 可探测到带宽为 0.004 ~ 10Hz 的微脉动磁感应强度。在 1pT 范围内, 输出信号为  $0.32\mu\text{V}$ , 热噪声水平约为  $0.1\mu\text{V}$ 。

探测磁感应强度 pT 级范围磁场的空心线圈传感器, 匝数为 10,000, 直径为 1m (Estola and Malmivuo 1982)。

线圈传感器对与其平面垂直方向的磁通较为敏感。因此, 为了获得所有方向的磁场矢量, 需要三个互相垂直的线圈, 如图 4.13 所示。Macintyre 在 1980 年描述了这种低噪声的三轴探测线圈磁力仪。这种“便携式”磁力仪由三个线圈组成, 直径在 19 ~ 33cm 之间, 匝数为 4100 ~ 6500, 重量为 14kg。测量的磁场范围是 20Hz ~ 20kHz, 噪声水平低于 170dB/100 $\mu\text{T}$ 。



另外, 也有小空心线圈 图 4.13 用于三轴磁场测量的三个互相垂直线圈模型传感器的例子。由三个相互垂直线圈组成, 直径小于 2mm, 重量大约为 1mg (40 匝) 可用于监测小型的、快速移动的动物 (Schilstra and van Hateren 1998)。

空心线圈传感器广泛用于涡流接近传感器或无损探测涡流传感器 (如探测裂缝)。在这种情况下, 空间分辨率和整个装置紧凑性就比灵敏度更重要。传感器会做成平坦的平面线圈 (利用印制电路板或薄膜技术) (Hirota et al. 1993, Sadler and Ahn 2001, Gatzen et al. 2002, Mukhopadhyay et al. 2002, Zhao et al. 2004) 与片上的互补金属氧化物半导体 (CMOS) 电子电路相连 (Sadler and Ahn 2001)。如图 4.14 给出了这种传感器的例子, 尺寸为  $400\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$  (7 圈)。

为了利用线圈传感器检测空间磁场分布, 发明了灵活的微环传感器阵列 (Uesaka et al. 1998)。这个阵列由 16 个微型环路传感器组成, 面积为  $14 \times 14\text{mm}^2$ ,

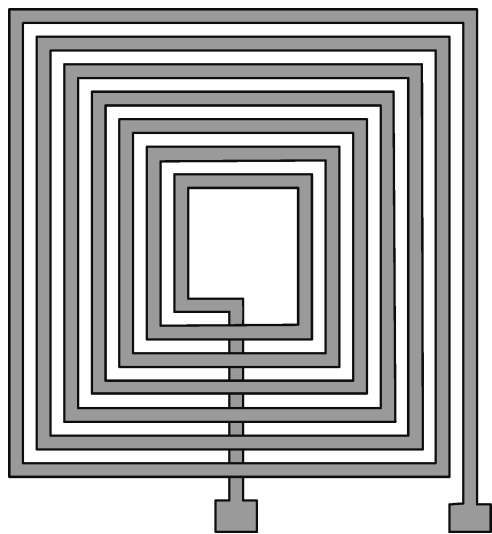


图 4.14 用于测量涡电流的平面薄膜探测线圈传感器设计例子

厚度为  $125\mu\text{m}$ 。每个线圈匝数为 40，面积为  $2 \times 2\text{mm}^2$ 。

有时，空心传感器频率响应比其灵敏度和空间分辨率还要重要。优化线圈尺寸可以使其具有更好的频率性能。这些因素会在以后的章节讨论。

#### 4.2.4 铁心线圈传感器设计

当要求传感器灵敏度高且尺寸又有限制时，经常采用具有高磁导率的铁心线圈传感器。这种传感器的典型几何尺寸如图 4.15 所示。

铁心直径  $D_i$  的最优值为  $D_i \cong 3D$  (Richter 1979)。线圈长度  $l$  为铁心长度  $l_c$  的  $0.7 \sim 0.9$ 。对于这种线圈尺寸，室温下输出信号  $V$  和 SNR 指数分别为

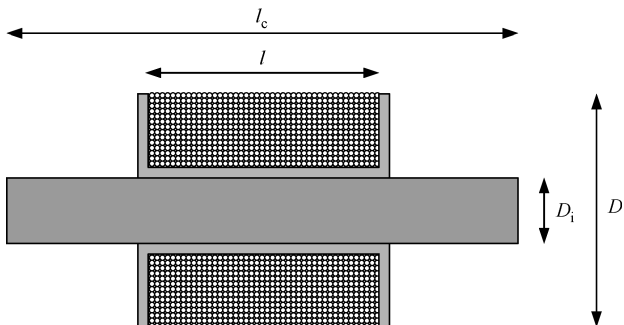


图 4.15 典型的铁心线圈传感器设计例子  
 $l$ —线圈长度  $l_c$ —铁心长度  $D$ —线圈直径  $D_i$ —铁心直径

$$V \cong 0.9 \times 10^{-5} f \frac{l^3}{d^2} D_i \frac{1}{\ln(2l/D_i) - 1} H \quad (4.28)$$

$$\text{SNR} \cong 1.4 \times 10^8 \frac{f}{\sqrt{\Delta f}} l^2 \sqrt{l} \frac{1}{\ln(2l/D_i) - 1} H \quad (4.29)$$

由式 (4.28) 和式 (4.29) 的关系得，在具有铁心的线圈传感器中，改善传感器磁导率最有效的方法是使铁心的长度（相当于长宽比  $l/D_i$ ）越大越好，因为灵敏度与  $l^3$  成正比。图 4.16 给出了铁心合成磁导率  $\mu_c$  与长宽比  $l/D$  及铁心材料相对磁导率  $\mu_r$  之间的关系 (Richter 1979 年描述)。

铁心长宽比的选择非常重要，铁心应该足够长以增加磁导率铁心材料带来的优点。另一方面，如果长宽比足够大，合成磁导率取决于材料的磁导率。材料磁导率的稳定性随温度和磁场频率而发生变化，这会导致误差的产生。当材料磁导率很大时，合成磁导率  $\mu_c$  实际上与材料性能没有关系，因为：

$$\mu_c \approx \frac{1}{N_d} \quad (4.30)$$

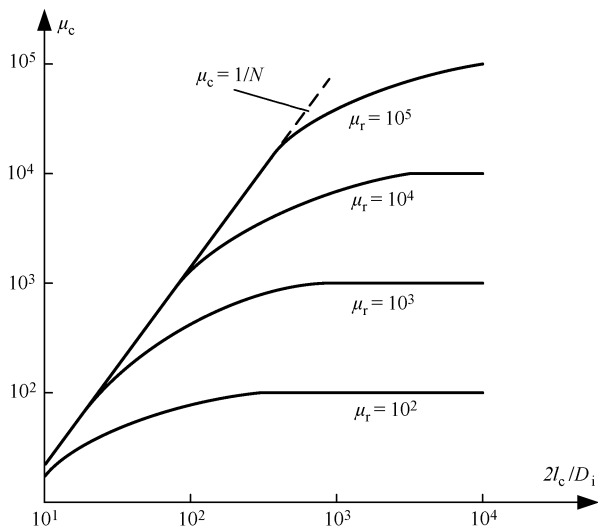


图 4.16 铁心合成磁导率与其尺寸和材料的依赖关系

材料磁导率很高时允许使用较 (数据来源: Richter, W., Exp. Technik Phys., 27, 235, 1979.)



长的铁心，因为此时合成磁导率并不随使用材料性能发生变化。

例如，考虑一个 Prance 描述的低噪声感应磁力仪 (Prance et al. 2000)。采用非晶带材 (Metglas 2714F) 作为铁心，它的性能与温度无关，尺寸为：长 150mm，横截面为 5mm × 5mm，长宽比约为 27。导线直径为 0.15mm，线圈匝数为 10,000。这个传感器的噪声性能如图 4.17 所示。获得的最小噪声水平约为  $0.05 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，与 SQUID 传感器的性能具有可比性。

同样笔者也对铁心材料进行了比较。对于一个非晶金属玻璃 (Metglas) 铁心，其噪声水平为  $0.05 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，同样的传感器使用坡莫软磁合金铁心，它的噪声水平则高达  $2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。同样的，也对空心线圈传感器和铁心传感器进行的比较进行了报道

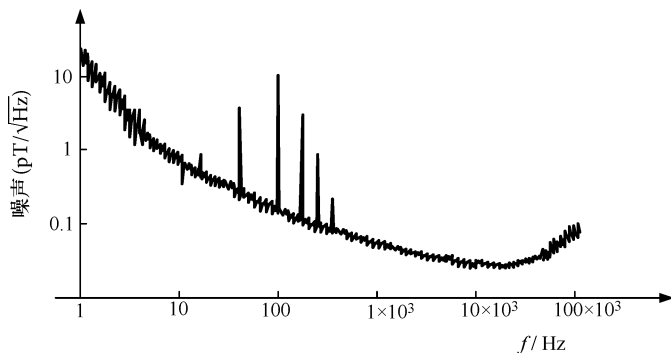


图 4.17 感应磁力仪噪声性能的一个例子

(数据来源: Prance, R. J. et al., Sens. Actuat., 85, 361, 2000.)

(Hayashi et al. 1978, Ueda and Watanabe 1980)。实验证明，精心设计的铁心感应传感器线性度与空芯传感器具有可比性。

铁心传感器经常用于太空研究的磁场探测 (Ness 1970, Korepanowv 2003)。铁心长度为 51cm，重量为 75g (包括前置放大器) 的装置分辨率 (噪声水平) 为  $2 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Korepanow 2001)。在地球磁场研究中 (OGO 搜索线圈实验)，使用下面这种三轴传感器：导线直径为 0.036mm 的线圈 100,000 匝，铁心为铁镍合金，长为 27cm，横截面积为  $0.6 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm}$ 。每个传感器重量为 150g (铁心重量占了一半)。此时其灵敏度为  $10 \mu\text{V}/\text{nTHz}$  (Frandsen et al. 1969)。

Seran 描述了用于太空研究的极高灵敏度三轴搜索线圈磁力仪 (Seran and Ferageau 2005) 详细设计和优化。线圈磁力仪是为卫星 DEMETER 发明的，6kHz 时其噪声水平为  $4 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。为了获得想要的共振频率和高于前置放大器电压噪声的电阻噪声，使用铜导线的直径为  $71 \mu\text{m}$ ，匝数为 12,200 的线圈。铁心采用长为 170mm、厚为  $50 \mu\text{m}$  的退火 FeNiMo 15-80-5 坡莫合金带，横截面积为  $4.2 \text{ mm} \times 4.2 \text{ mm}$ 。所有三轴传感器和托架的重量为 430g。

有商用的搜索线圈传感器。例如，MEDA 公司提供的传感器灵敏度为  $25 \text{ mV}/\text{nT}$ ，在 10kHz 时噪声水平为  $10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (MGCH-2 传感器铁心长度大约为 32cm)，或在 0.2Hz 时为  $2.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (MGCH-3 传感器铁心长度大约为 1m)。

#### 4.2.5 线圈传感器的频率响应

由式 (4.14) 可以明显看出，为了从传感器获得任何输出电压信号，磁感应强度都要随时间而变化。因此，线圈传感器只能测量动态 (AC) 磁场。在直流磁场中，通

过移动线圈可以“强迫”磁感应强度发生变化。所谓的“直流磁场”只是相对而言的。使用一个敏感放大器和线圈传感器,可测量低频率(mHz)范围的磁场(Campbell 1969, Stuart 1972)。因此,也可能用一个固定线圈传感器来检测准静态磁场。

高达几 MHz 的交流磁场可由线圈传感器测量(Cavoit 2006)。经过特殊设计,测量范围可扩大到 GHz(Yabukami et al. 1997, Yamaguchi et al. 2000)。图 4.18 给出了一个线圈传感器典型频率特性的例子。

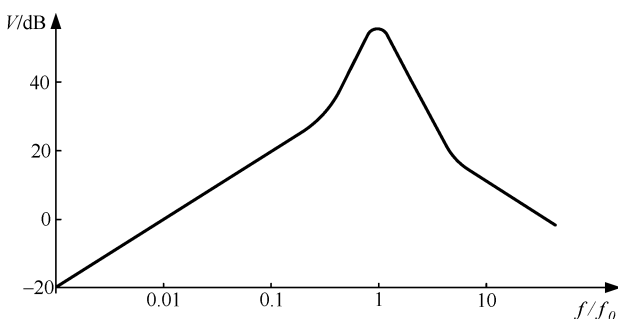


图 4.18 一个感应线圈传感器的典型频率特性

由式(4.20)可知,输出信号的线性依赖于频率,但由于内部电阻 $R$ 、电感 $L$ 和自电容 $C$ ,传感器的 $V=f(f)$ 的关系就相当复杂。图 4.19 给出了感应传感器的等效电路。

初始的一段随着测量磁场频率的增加,输出信号近似呈线性增加,直到达到共振频率:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.31)$$

高于共振频率后,自电容的影响使得输出信号随着频率的增加而降低。

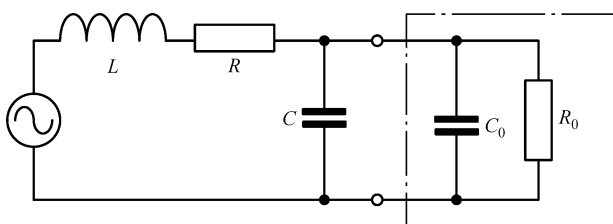


图 4.19 感应传感器负荷为电容 $C_0$ 和电阻 $R_0$ 的等效电路

分析传感器的等效电路,灵敏度 $S = V/H$ 可以表示为以下形式(Ueda and Watanabe 1975):

$$S = \frac{S_0}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \left(\beta^2 + \frac{\alpha^2}{\beta^2} - 2\right)\gamma^2 + \gamma^4}} \quad (4.32)$$

式中,  $\alpha = R/R_0$ ;  $\beta = R\sqrt{C/L}$ ;  $\gamma = f/f_0 = 2\pi f\sqrt{LC}$

绝对灵敏度 $S_0$ 可以描述为 $S_0 = 2 \times 10^{-7} \pi^3 n D^2$ 。图 4.20 给出了这种关系式(4.32)的图形化形式。

传感器接入小电阻 $R_0$ , 频率介于最高与最低拐点之间, 频率特性为

$$f_1 = \frac{R + R_0}{2\pi L} \quad (4.33)$$

最高拐点的频率为

$$f_h = \frac{1}{2\pi R_0 C} \quad (4.34)$$

通常传感器输出端接一个积分变换器以改变其频率特性。另一个方法就是给传感器接一个小负载电阻（即电流—电压转换器）。负载电阻  $R_0$  值（系数  $\alpha$  值较高——参见图 4.20）较小时，可以控制频率特性在曲线的平稳段（所谓的自集成模式）。

传感器的电感与线圈匝数、磁导率和铁心尺寸有关，由下面经验公式可以得出（Ueda and Watanabe 1975）：

$$L = n^2 \frac{\mu_0 \mu_c A_c}{l_c} \cdot \left( \frac{l}{l_c} \right)^{-3/5} \quad (4.35)$$

传感器的自电容与线圈结构有很大关系（线圈层之间应用的屏蔽改变了电容大小）。

当频率低于  $f_1$  时，传感器频率特性可加入 PI 校正电路加以改善（下一节将进行详细介绍）。

如图 4.21 所示，反馈电路是改善传感器频率特性的另一种措施（Clerc and Gilbert 1964, Micheel 1987）。

如图 4.21 所示，电路的输出信号可以描述为（Clerc and Gilbert 1964）：

$$V_{\text{out}} = 2\pi f \mu_0 \mu_c A_c \frac{R_F}{2\pi M} \frac{j\omega/\omega_1}{1 + j\omega/\omega_1} \frac{1}{j\omega/\omega_h} B_x \quad (4.36)$$

式 (4.36) 描述的电路，可由工作在  $\omega \leq \omega_0$  的高通滤波和  $\omega \geq \omega_0$  的低通滤波代表。因此在低频段的频率特性是平坦的，为

$$\omega_1 = \frac{R_F}{M} \frac{1}{1 + R_1/R_2} \quad (4.37)$$

高频率时为

$$\omega_h = \frac{1 + R_1/R_2}{R_F} M \omega_0 \quad (4.38)$$

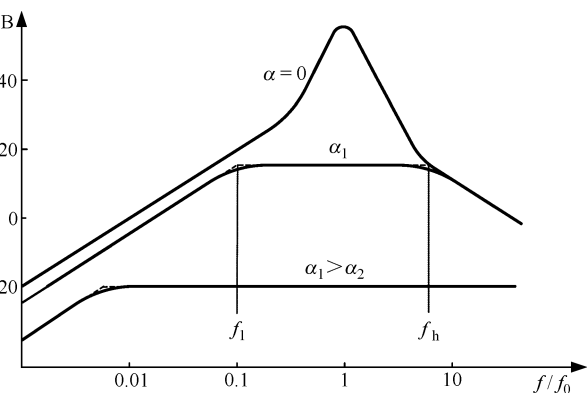


图 4.20 带负荷电阻  $R_0$  的感应线圈传感器频率特性（系数  $\alpha = R/R_0$ ）

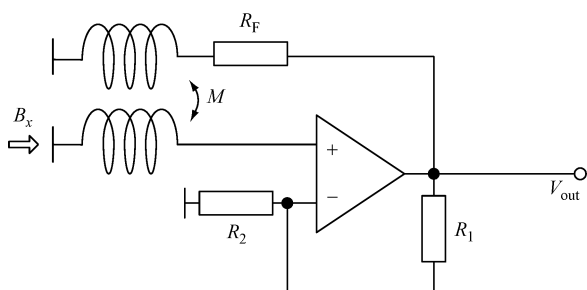


图 4.21 具有负反馈型放大变换器的感应线圈传感器

当由反馈产生的低频特性改善不足时，需要额外引入  $RC$  电路来抑制低频噪声，就像 Sklyar 提出的那样（Sklyar 2006）。

由于空心传感器的电感相对较低，可用于宽频带的电流传感器（稍后在 Rogowski 线圈结构进行描述），尤其是在输出积分器到 1MHz 及电流到电压变换输出到 100MHz 的情况。

#### 4.2.6 线圈传感器连接的电子电路

由于电感线圈输出信号与测量信号导数有关（在 Rogowski 线圈中与  $dB/dt$  和  $dI/dt$  有关），使用积分变换器是恢复初始信号的一种方法（Scholes 1970），如图 4.22 所示。

图 4.22 给出了一种典型的模拟集成电路 (IC)。存在电压偏移和相关的零点漂移, 是正确设计这种传感器的重要问题。因此, 引入电位器来校正偏移, 引入电阻  $R'$  以限制低频率带宽。积分变换器输出信号为

$$V_{\text{out}} = -\frac{1}{RC} \int_{t_0}^{T+t_0} (V_{\text{in}}) dt + V_0 \quad (4.39)$$

其中  $R = R_1 + R_{\text{coil}}$ 。电阻  $R$  (不作为线圈负载) 与电容  $C$  都应该足够大, 通常值为  $R = 10\text{k}\Omega$ ,  $C = 10\mu\text{F}$  (Scholes 1970)。

引入放大器在高频时会受到一些限制。在这些频率下, 一个无源 IC 表现出很好的性能, 如图 4.23 所示。Pettinga 提出在带宽较大时采用多种积分 (有源和无源) 的方式 (Pettinga and Siersema 1983)。

在正确设计带积分变换器的测量系统时, 通常在线圈上加一个低值电阻来解决问题 (如图 4.20 给出的自积分模式)。通常使用一个电压-电流变换器作为输出变换器, 另外添加低频校正电路。图 4.24 给出了这种变换器的一个例子。

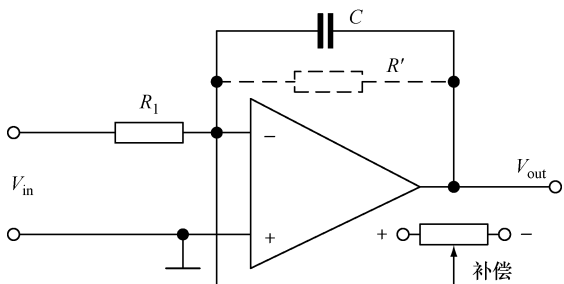


图 4.22 处理线圈信号的典型积分电路

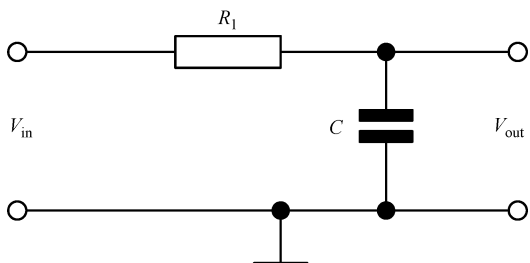


图 4.23 无源积分电路

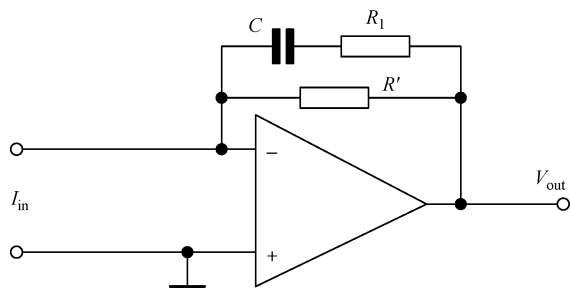


图 4.24 带附加频率校正电路的电压—电流变换器  
(其中参数设为:  $R_1 = 100\text{k}\Omega$ ,  $C = 0.22\mu\text{F}$ ,  $R' = 47\text{M}\Omega$ )

在图 4.24 给出的电压-电流变换器中, 引入校正电路  $R_1 C$  来调节低电阻负载的低频特性, 图 4.25 描述了电路的频率特性。

上述讨论的电路在线圈传感器输出端接入了模拟变换器。但是, 也可以将输出信号转化为数字信号, 然后进行数字积分, Smith 和 Annan (2000) 和 D'Anton 等人 (2002, 2003) 给出了该方法的几个例子, 都取得了令人满意的结果。

线圈传感器信号的准确数字积分不是一件简单的事情。在数字处理过程中，也有积分零点漂移。解决这个问题最常用的方法是减去由信号计算出的平均值。在积分阶段，应该仔细选择采样频率和触发时间，尤其是所处理信号的精确频率未知时（这种情况经常遇到）。同时，高质量的数据采集电路（模拟-数字转换器）成本也很高，有必要使用计算机。因此，在某些情况下，使用较简单的硬件（不使用计算机）电路进行数字积，如图 4.26 所示，由模拟-数字（ADC）和数字-模拟（DAC）电路和寄存器（AR 和 MR）等电路组成。

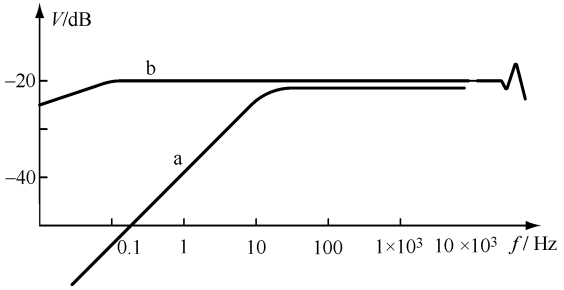


图 4.25 带电流-电压变换器

a) 和额外校正电路 b) 的线圈传感器频率特性

不使用计算机）电路进行数字积，如图 4.26 所示，由模拟-数字（ADC）和数字-模拟（DAC）电路和寄存器（AR 和 MR）等电路组成。

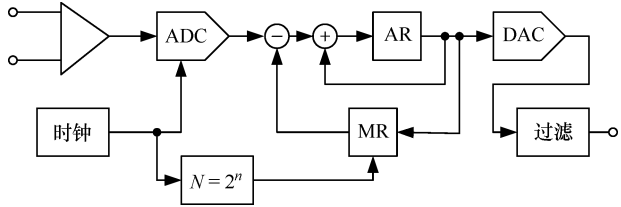


图 4.26 线圈传感器信号的数字变换器

（数据来源：D'Antona, G. et al. , IEEE Instrum. Meas. Technol. Technol. Conf. , Vail, 1185, 2003. ）

值得注意的是，几乎所有生产磁设备的公司（如 Brockhaus、LakeStore、MagneticPhysik、WalkerScientific）均提供数字化集成仪器，装备线圈传感器的磁通计。图 4.27 给出了装备线圈传感器的这类仪器。



图 4.27 Brockhaus 提供的数字化磁通计中线圈传感器

放大器连接到线圈传感器后会产生额外的噪声，电压噪声和电流噪声，如图 4.28 所示。每种噪声成分都与频率有关。通过对线圈传感器连接放大器的研究表明，低频段传感器的热噪声占主导地位（Dehmel 1989）。高于共振频率时，放大器的噪声占主

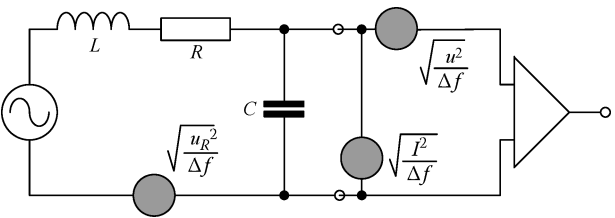


图 4.28 线圈传感器连接到放大器的等效电路中的噪声信号源

导地位。

Eriksson 报道说使用高温超导 SQUID 微微电压表可以降低放大器噪声 (Eriksson et al. 2002)。实际上, 使用前置放大器可使噪声水平降低到  $110\text{pV}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 但这样动态特性也会恶化。

#### 4.2.7 移动线圈传感器

感应线圈传感器的一个缺点是只对变化磁场敏感, 移动线圈可以解决这个问题。例如如图 4.29 中的线圈匀速转动, 可以很精确地测量直流磁场。满足法拉第原理 (磁场变化) 条件, 因为传感器面积变为  $a(t) = A\cos\omega t$ , 感应电压为

$$V = -B_x n A \sin\omega t \quad (4.40)$$

不旋转线圈, 也可使传感器以其他方式运动, 最广泛的是振动线圈。Groszkowski 首先应用了这个方法, 并在 1937 年描述了一种移动线圈磁力仪 (Groszkowski 1937)。将线圈连接到旋转的偏心轮, 以强迫线圈发生振动。

振动线圈最好的方法之一是与振荡零件相连, 例如压电陶瓷板 (Hagedorn and Mende 1976, Hetrick 1989)。由于振荡频率较高 (在 kHz 的范围内), 可用一个非常小的传感器获得比较好的几何分辨率。如图 4.30 给出了一个安装在陶瓷压电双晶片支架上的便携线圈传感器例子。它的线圈为 10 匝,  $30\mu\text{m}$  宽,  $0.8\mu\text{m}$  厚, 振动频率为  $2\text{kHz}$  (机械共振频率), 灵敏度约为  $18\mu\text{V}/100\mu\text{T}$  (Hetrick 1989)。

快速从磁场中移出线圈传感器 (或快速插入磁场) 也可完成测量。这种抽取线圈 (用一个时间常数较大的数字磁通计) 测量直流磁场的方法, 可按照以下关系式计算 (Jiles 1998):

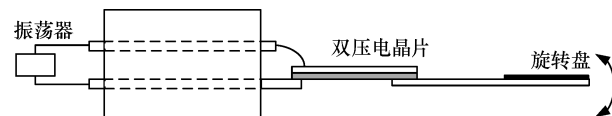
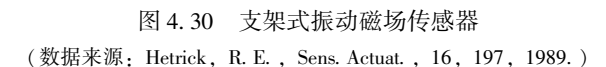


图 4.29 位于直流磁场中的旋转线圈传感器

图 4.30 支架式振动磁场传感器  
(数据来源: Hetrick, R. E., Sens. Actu., 16, 197, 1989.)



$$\int V dt = -nA(B_x - B_0) \quad (4.41)$$

目前很少使用移动线圈的方法, 因为在测量装置中有避免任何移动部分的趋势。对于直流磁场的测量, 经常使用霍尔传感器和磁通门传感器。

#### 4.2.8 梯度传感器

梯度传感器通常用于 SQUID 磁力仪中, 为了消除背景场的影响 (Karp and Duret

1980)。当背景场影响测量或确定本身的磁场梯度时，也是这些传感器可应用的场合 (Senaj et al. 1998)。

梯度传感器的工作原理如图 4.31 所示。外部磁场  $H_{\text{ext}}$  由一个大的远场源产生 (如：地球磁场)，即认为这个磁场是均匀的。如果在这个磁场中插入两个线圈传感器 (它们之间距离很小)，那它们都能感应到相同的磁场。由于这两个线圈差分连接，

可以消除外界磁场的影响。如果同时，如有一个小磁场源 (如：由人的磁性心电图探测) 靠近这两个线圈，靠近这个源的线圈磁场就大于另一个线圈磁场。由于磁场的梯度不同，可通过梯度传感器测量这个小的差异。用这种方法可以测量近场源产生的较小磁场，而区分远场源所产生的磁场。

图 4.32 给出了梯度传感器的典型结构：垂直、平面和不对称。一个设计精确的梯度传感器应该在插入均匀磁场时输出指示零信号。在不对称结构中，感应线圈很小，所以匝数应该较多，以补偿大线圈探测到的磁场。

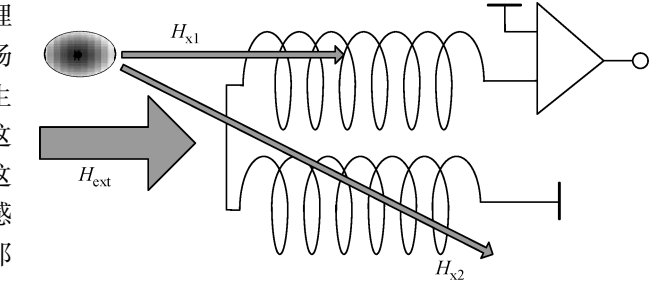


图 4.31 梯度传感器的工作原理

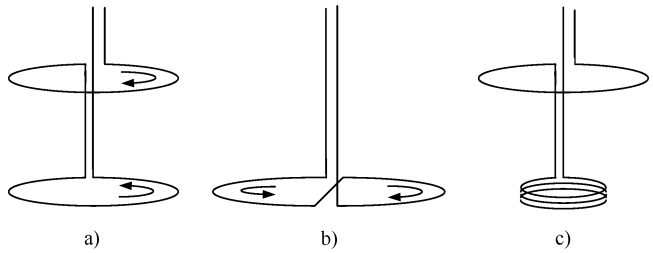


图 4.32 梯度传感器的典型结构

a) 垂直 b) 平面 c) 不对称

可以使用几个梯度计来抑制背景场中的共同部分。图 4.33 所示给出了一阶、二阶 (由两个一阶梯度仪组成) 和三阶的梯度磁力仪。

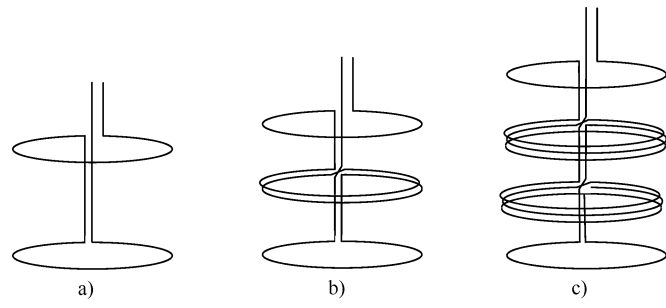


图 4.33 梯度仪设计

a) 一阶 b) 二阶 c) 三阶

图 4.34 给出了梯度仪线圈传感器响应与距离关系的典型曲线 (Fagaly 2001)。一阶梯度仪可抑制超过 99% 的距离  $300b$  干扰源的影响 (其中  $b$  表示梯度仪单线圈之间的



距离)。二阶线圈的距离降低到  $30b$ 。可以安排更高阶的梯度仪 (如图 4.33c 给出了三阶梯度仪), 但高阶的梯度仪的灵敏度和信噪比会下降。

梯度传感器的质量由下列公式描述:

$$V \propto G + \beta H \quad (4.42)$$

式中,  $G$  为测量磁场的梯度;  $H$  为恒定磁场的幅值。

在超导器件中, 获得的  $\beta$  因子大小相当于百万分之一。这就意味着在毫特斯拉的背景场中可以探测达到十几个毫微微特斯拉 (femtotesla) 磁场。

#### 4.2.9 洛可夫斯基 (Rogowski) 线圈

洛可夫斯基线圈是一种特殊的螺旋线圈传感器, 它均匀地缠绕在一个相对长的非磁性的圆形或长方形窄带上, 通常可弯曲, 1912 年 Rogowski 和 Steinhaus 对此进行了描述 (Rogowski and Steinhaus 1912)。在特定应用中, 这种线圈称为 Rogowski-Chattock 电位器 (RCP), 用于测量磁场强度。实际上, 1887 年 Chattock 首先对这种线圈传感器的使用进行了描述 (Chattock 1887) (不清楚 Rogowski 是否知道 Chattock 的研究, 在 Rogowski 论文中并没有提及 Chattock)。

洛可夫斯基线圈以感应电压作为输出信号。但这种传感器的工作原理是安培定理而不是法拉第定律。将长为  $l$  的线圈插入磁场, 输出电压为每匝线圈感应电压之和 (所有线圈串联):

$$V = \sum \left( -n \frac{d}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \right) = \mu_0 \frac{n}{l} A \frac{d}{dt} \int_A^B (H) dl \cos \alpha \quad (4.43)$$

洛可夫斯基线圈的输出信号与单位长度线圈匝数  $n/l$  和线圈的横截面积  $A$  有关。一个正确设计和制造的洛可夫斯基线圈, 在固定点 A-B 插入到磁场中时将输出相同的信号, 与点 A 和 B 之间线圈的形状无关。

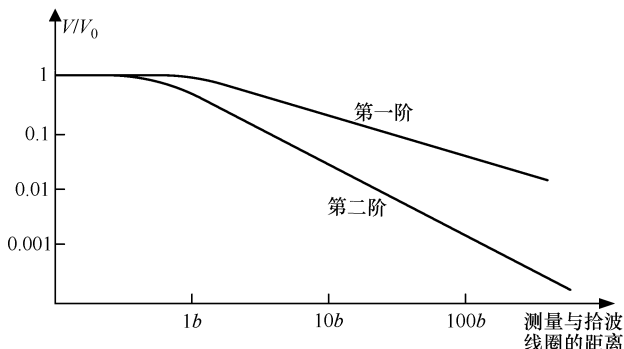


图 4.34 拾波线圈距离源小于  $0.3b$  时梯度线圈传感器的典型响应 ( $b$  为梯度仪单线圈之间距离)

(数据来源: Fagaly, R. L., Superconducting quantum interference devices, in Magnetic Sensors and Magnetometers, Chapter 8, Artech House, Boston, MA, 2001, pp: 305-347.)

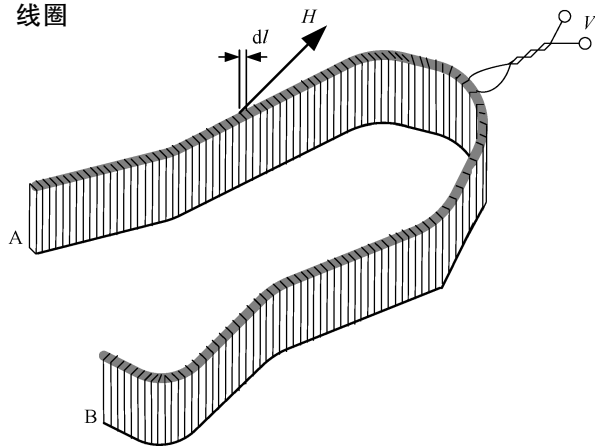


图 4.35 一个 Rogowski 线圈的例子 (A, B 为线圈端钮)



Rogowski-Chattock 线圈是一种用于探测磁性材料的重要仪器，称为单板测试仪 (SST) (Shirkoochi and Kontopoulos 1994, Nafalski et al. 1989, Khanlou et al. 1995)。在这种仪器中，应用安培定律 ( $HI = In$ ) 很难确定场强，因为不能精确得到平均磁路长度  $l$  (与封闭的电路系统比较)。但如果应用 RCP 线圈，可假定线圈输出信号与 A-B 间的磁场强度成正比

$$V = \mu_0 \frac{n}{l} A \frac{d}{dt} (HI_{AB}) \quad (4.44)$$

RCP 线圈可用于确定  $HI$  的值，这是与磁势不同的地方。应用线圈直接测量  $H$  值 (对于固定长度  $l_{AB}$ ) 并不方便，因为输出信号相对较小，需要对输出信号进行积分。由于这个原因，经常使用如图 4.36 给出的补偿措施。利用这种方法，RCP 的输出信号用于校正线圈的电流激励反馈电路信号。由于为负反馈，线圈的输出信号为零，这意味着所有的空气间隙和轭磁场成分被补偿：

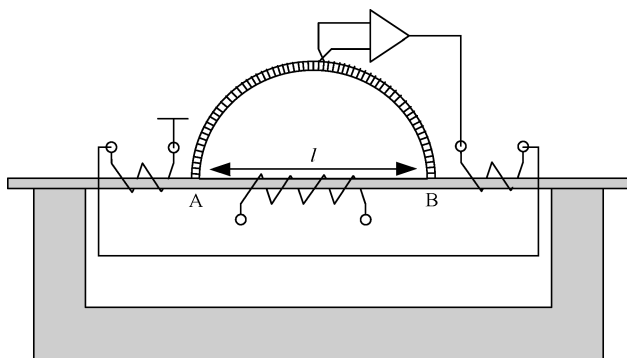


图 4.36 RCP 传感器用于确定  $HI$  值的应用

$$HI_{AB} - nl = 0 \quad (4.45)$$

这样，场强由磁化电流直接决定，因为其他参数 ( $l_{AB}$  和  $n$ ) 都是已知的。

洛可夫斯基线圈最重要的应用就是电流测量 (Stoll 1975, Nassisi and Luches 1979, Pellinen et al. 1980, Bellm et al. 1985, Ward and Exon 1993)。当线圈环绕电流导线 (见图 4.37)，传感器的输出信号为

$$V = \mu_0 \frac{n}{l} A \frac{dI}{dt} \quad (4.46)$$

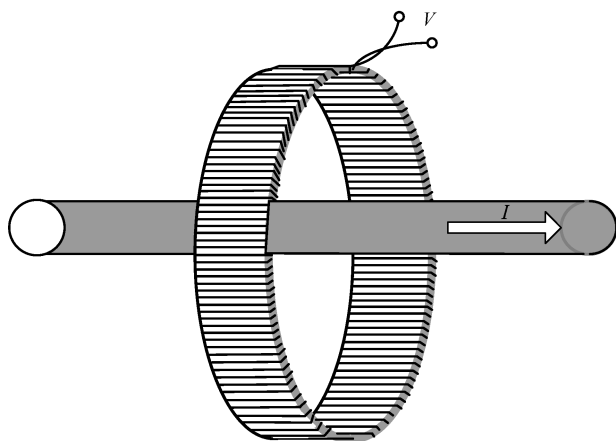


图 4.37 Rogowski 线圈作为电流传感器的应用

洛可夫斯基线圈用于电流传感器时可测量很大的电流值 (包括太空中的测量等离子体 (Korepanow 2003))。由

于这种传感器的电感相对较小，它可用于测量几个纳秒钟脉冲时间的暂态电流（Bellm et al. 1985）。洛可夫斯基线圈与电流互感器相比其优势在于：极好的线性（没有饱和铁心），没有断开电流互感器二次侧绕组的危险，没有制作成本。因此，罗氏电流传感器在许多场合已有效地代替了电流互感器。洛可夫斯基线圈在电流测量方面应用非常广，经常将配备变换器（型号 AD7763）的模拟仪器和集成放大器与线圈电流传感器相连。

虽然洛可夫斯基线圈在设计上相对简单，但为了获得期望值一定要准确仔细操作（Murgatroyd 1992, Murgatroyd and Woodland 1994, Murgatroyd et al. 1991）。首先，确保缠绕均匀（对于均匀的缠绕方式，输出信号不依赖于线圈路径，这些线圈路径环绕电流载流导体或在导体位置上）。人们提出了用于制作洛可夫斯基线圈的特殊方法和机械（Murgatroyd 1992, Murgatroyd and Woodland 1994, Ramboz 1996）。增加线圈截面积可以改善输出信号和灵敏度，但正确操作（根据法拉第定律），要保证每匝线圈能量的均匀性。由于这个原因，线圈绕在一个小截面积的薄带钢上。同时，反馈的摆放也十分重要，两个终端都应在线圈的同一端。当线圈缠绕在同轴电缆上时，中央导体可用作返回路径（Murgatroyd et al. 1991）。



图 4.38 Rogowski 线圈电流传感器的例子——Rcoil 的型号为 8000

有几家厂商提供不同类型的洛可夫斯基线圈或洛可夫斯基线圈电流传感器。如图 4.38 给出了洛可夫斯基线圈有限公司生产的洛可夫斯基线圈传感器（线圈和集成传感器）的例子。

## 4.2.10 其他传感器

### 1. 磁球传感器

利用线圈传感器测量时，如果要求足够的精度和当地磁场小尺寸测量，这是有困难的。如果测量区域不均匀，则要求传感器线圈面积大于磁场的平均值。

Brown 和 Sweer（Brown and Sweer 1945）指出以该区域内任一点为中心的球体内部体积量与这一点的磁场的值相等。这样，可用球形线圈测量其中心域的值。如图 4.39 给出了这种球形传感器设计的例子。

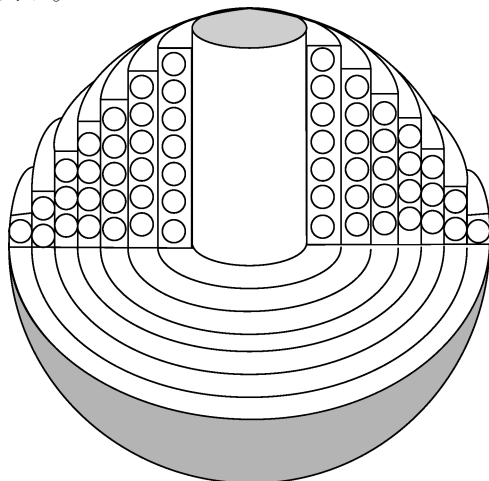


图 4.39 磁球传感器的模型示例

### 2. 切向场传感器（H 型线圈传

传感器)

磁性材料(如:电工钢片)场强的测量是利用磁性材料内部的切向磁场与这种材料上方的切向分量相等。这样,称为H型线圈的平面线圈经常用于测量场强(见图4.40)。

测量切向分量的线圈传感器应该尽可能薄,而传感器的灵敏度正比于线圈的横截面积,这样两者间产生了矛盾。一种典型的线圈传感器厚度为

0.5mm,导线直径为0.05mm,匝数约为400,缠绕面积为25mm×25mm,它的灵敏度约为3μV/(A/m)(Tumanski 2002)。

为了获得足够的灵敏度,H型线圈的厚度至少为0.5mm。这样,线圈轴与正在测量的磁性材料表面有一定距离。Nakata(Nakata et al. 1987)提出双线圈系统,直接在表面的磁场值可由两个结果推断出来。这种想法已由数值模拟和实验已得到证明(Tumanski 2002)。

表明这种方法能够完成磁性材料表面磁场的测量,即使传感器距离其表面的距离超过1mm。另外,也可以用双线圈方法提高到利用四个平行(或垂直)传感器。图4.41b给出了这种复合传感器的例子。

### 3. 针传感器(B型线圈传感器)

当需要确定电钢片的磁感应强度的局部值时,实际上只有一方法可用(除了光克尔方法):钻两个微孔(直径为0.2~0.5mm),缠绕一匝或多匝线圈(见图4.42左图)。

但是,对于这种相对较硬材料来说钻两个这么小的孔是不容易的。而且,这种方法具有破坏性。为了避免这些问题,许多年前,日本科学家(Senda et al. 1997, 1999, Yamaguchi et al. 1998)回归到了一种古老的由奥地利的维尔纳提出的专利。维尔纳提出用两对针组成一匝线圈,但由于传感器的输出信号很小(小于mV),这种方法应用起来十分困难。实验和理论研究(Senda et al. 1997, 1999, Yamaguchi et al. 1998, Loisos and Moses 2001, Krismanic et al. 2000)证明现在应用这种方法可以得出

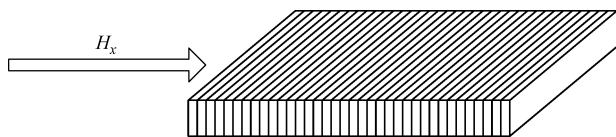


图 4.40 典型 H 型线圈传感器的模型示例

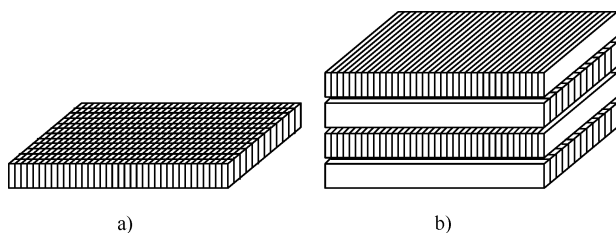


图 4.41 磁场组成不同的线圈传感器的两个例子

a) 两个互相垂直的 H 型线圈绕在同一磁场中

b) 四个独立线圈可满足双线圈测量

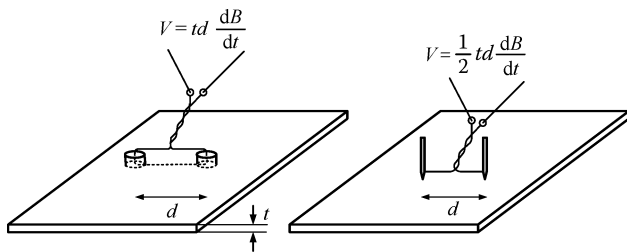


图 4.42 本地磁感应强度测量的两种方法：微细孔法和探针法

满意的结果。用一对针组成半匝线圈传感器就足够了，感应电压为

$$V \approx \frac{1}{2} t d \frac{dB}{dt} \quad (4.47)$$

式中， $t$  为钢板厚度； $d$  为两针距离。

虽然这种探针方法不如微孔方法精确，但它现在用于磁感应强度的测量，尤其是在电钢板二维（2D）测量时。为确保与绝缘样品表面正确接触，针尖应该专门制备（Krismanic et al. 2000）。

#### 4.2.11 线圈传感器作为磁性天线

与其他 MFS 相似，线圈传感器经常用于非磁值的测量。可用于无损检测（NDT），接近传感器，电流传感器，读取头等。但是，其主要应用为检测磁场，由于检测杂散磁场需要它的重要性增加，尤其是对人类在生存环境中免受危险磁场的影响，以及电磁兼容性的测量。

经常走访大学实验室的普通人多住在变电站或输电线路附近，他们怀疑靠近磁场源存在潜在的危险，于是他们对于场强的测量有真正的兴趣。

进行这种测量可通过“自助”的模式。例如，将铜线缠绕在非磁性管（直径为 5 ~ 10cm）上 100 匝（见图 4.11）测量感应电压，这就足够了。然后，如果在例子中  $f = 50\text{Hz}$ ， $n = 100$ ， $D = 10\text{cm}$ ，我们可以得出（由式（4.20）和式（4.21），输出电压的简化表示）： $V [\text{V}] \approx 246.5B [\text{T}]$  或  $V [\text{V}] \approx 3.096 \times 10^{-3} [\text{A/m}]$ 。当然，也有许多利用简单方法进行测量的工具。

而且从 2006 年开始所有标有 CE 的产品必须达到欧洲标准 EN 50366-2003 “家用或相似用途电器——电磁场——评价测量方法”。如图 4.43 给出了 Narda 设计的满足欧洲标准 EN 50366 测量电磁兼容性的仪器一个例子。

欧洲标准 EN 50366 要求磁场值各向同性。由于线圈传感器只能测量一个方向的磁场，所以应用三线圈系统（见图 4.13）测量，磁场值为

$$b(t) = \sqrt{b_x^2(t) + b_y^2(t) + b_z^2(t)} \quad (4.48)$$

为了研究磁污染（磁性烟雾），笔者设计并建造了一个磁空心线圈传感器（见图 4.44）和放大器/频率校正系统（见图 4.45）组成的磁力仪。线圈缠绕在直径为 60mm，宽为 35mm 的环上，导线直径为 0.1mm。线圈匝数为 70,000，分为 7 个部分，



图 4.43 搜索线圈磁力仪用于测试电磁兼容性的例子

（图片来源：Courtesy of Narda Safety Test Solution Company）

每部分为 10000。

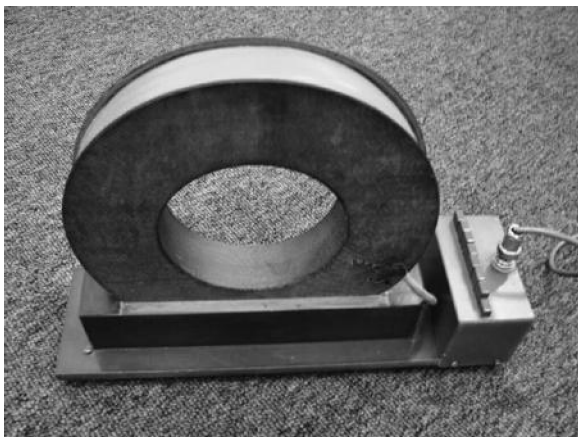


图 4.44 用于测量磁污染的空心线圈传感器

如图 4.45 给出了磁力仪的构造框图。利用两个陷波滤波器（50Hz 和 150Hz）来消除电源频率分量。用户可选择集成放大器（线圈输出电压）或电流—电压转换器（线圈输出电流）。磁力仪最好的灵敏度为 0.1 pT。

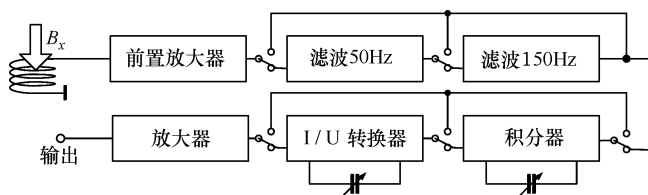


图 4.45 感应磁力仪的框图

对传感器和电子产品进行特殊设计后，可以扩展其工作频率范围，可高达兆赫范围（见图 4.46）。Cavoit (Cavoit 2006) 设计了一个大的短路线圈（小容量，高共振频率）与绕组耦合在一个环形铁氧体铁心上（见图 4.46）。这种传感器用于雷达和空间探测器，工作频率为 0.1 ~ 50MHz。

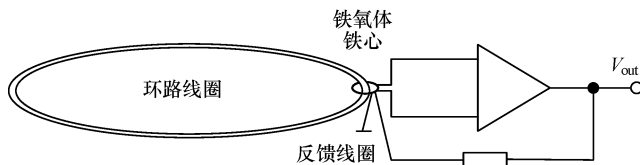


图 4.46 带有反馈线圈的环路传感器在兆赫范围内的应用

高频应用的快速发展激发了对高频磁场（高达几 GHz）测量研究的兴趣，例如：移动电话和天线。在这个频率范围内也可应用感应传感器，但需要克服另外几个问题



(Grudzinski and Rozwalka 2004)。传感器的尺寸应适当小于测量区域的波长，一般测量装置都配备几个传感器。如图 4.47 给出了高频传感器的例子。在高频电磁区域会出现其他问题，很难区分电场部分和磁场部分（尤其是在靠近场源处）。

线圈感应天线可用作探测金属物质的便携式线圈。图 4.48 给出了这种装置的一个例子。实际上，几乎所有的主流探测器都会使用线圈传感器 (Clem 1997, Riggs et al. 2002, Black et al. 2005)。磁性传感器尤其重要的应用是它在水下环境的应用，可用于潜艇通信和潜艇定位 (Ioannindis 1977, Murray and Mcauly 2004)。

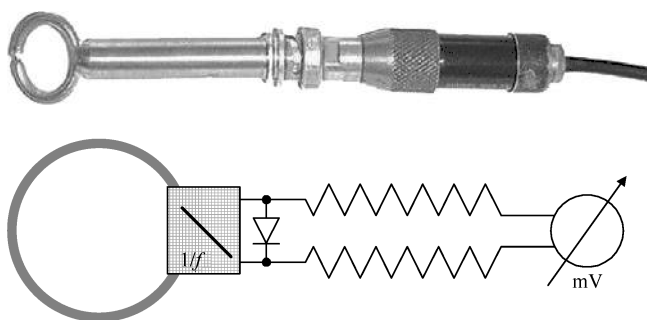


图 4.47 频率带宽为 0.6 ~ 2GHz 的磁场传感器



图 4.48 用于检测金属物体的感应线圈的工具

感应线圈传感器广泛应用于地球物理研究中的磁异常和低频域的观察。这类研究的有趣应用在于地震事件预测的可能性，由于震前电岩层会产生一些信号 (Fraser-Smith et al. 1990, Fenoglio 1995, Karakelian et al. 2002, Surkov and Hayakawa 2006)。

磁学文献中磁性天线在监测系统中的应用，可看到巨大的商业价值 (见图 4.49)。这种监测系统的应用可分为两类：

第一类 (Gregor et al. 1984)，从非晶材料上切细条在发射天线的发射领域内磁化。由于磁性材料的非线性，输出信号中包含接收天线中预定的频率谐波。

第二类是 Herzer 最近提出的更为有效的磁声系统 (Herzer 1998)。他声称标签使用由磁致伸缩非晶材料制成的条状物质，发射器产生的脉冲频率为 58kHz，开通 2ms，关

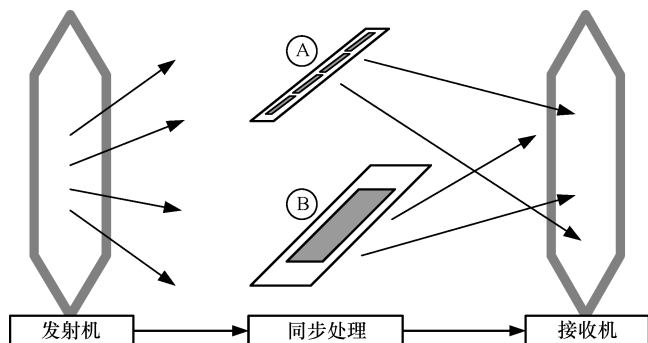


图 4.49 磁性物品监测系统：a) 磁谐波系统、b) 磁声系统

断 20ms，非晶带材料振动时产生频率为 58kHz 的信号，可由接收天线探测到。该系统是同步的，所以在信号判断期间天线是有源的，这样可以降低背景噪声的影响。

这两个系统的启动和停用标志均由半硬磁材料做成的额外钢带实现。最初的磁化因素退磁后，标签发生变化，而接收天线不能探测到这个频率，这样就实现了停用。

感应传感器在磁测量（和非直接测量其他量如：电流）领域已经发展了很多年。现在还在继续使用，因为它们具有重要的优势：设计和操作简单，宽频率带和动态性能高。

空芯感应线圈传感器的性能的传递函数可精确地简化为  $V=f(B)$ 。所有因子（线圈匝数和横截面积）都可以精确确定，因为传递函数  $V=f(B)$  中不包括材料因素（由外界条件所带来的影响，如：温度），它们的线性是没有上限的（无饱和）。

由于没有任何磁性元件和励磁电流，与磁通门传感器相比，线圈传感器几乎不会对测量磁场产生任何干扰。

线圈传感器插入铁心后情况十分复杂，因为磁导率与磁场值和温度有关。如果铁心经过仔细设计，则可大大降低这种影响。

但是，线圈传感器也有许多缺点。首先，它们只对交流磁场有反应，也可以测量准静态磁场（频率低到 mHz 范围）。值得注意的是，输出信号与磁场值无关，但与其导数  $dB/dt$ ， $dH/dt$  有关。这样，输出信号依赖频率而变化，传感器需要连接积分放大器，在信号处理过程中会产生额外误差。

感应线圈传感器的小型化十分困难，因为其灵敏度与线圈面积（或铁心长度）有关。但是，报道指出微线圈传感器的尺寸小于 1mm，这归功于薄膜技术的应用。

输出电路可采用两种方法：积分电路和电流-电压转换器（自积分模式）。虽然数字技术的发展和使用时十分普遍，但模拟技术，尤其是电流-电压转换器，由于其简易性和动态性能也经常使用。

一些古老的发明，如 Rogowski 线圈，Rogowski-Chattock 线圈或者探针技术现在被成功地重新使用。最近线圈传感器的重要性也不断增加，因为可简单地测量电子装置的杂散磁场，以达到电磁兼容的要求。

用现代非晶材料做成的铁心感应线圈传感器灵敏度可与 SQUID 灵敏度媲美。在低

磁场（小于  $\mu\text{T}$  水平）应用中，它比 SQUID 的表现更好。另一方面，在大磁场（高于  $1\text{mT}$ ）测量中应用霍尔传感器更加方便。

## 4.3 磁通门传感器

### 4.3.1 工作原理

据称 1936 年 (Aschennbrener et al. 1936) 磁通门传感器就已广泛使用，因为它有许多优势：分辨率低至  $1\text{pT}$ ，交流信号由低频信号调制，低频信号与测量区域成正比——可以相对容易地抑制噪声和偏置量。这种传感器工作原理是基于磁化曲线（或磁滞回线）非线性（有饱和）对称的。图 4.50 描述了磁通门传感器的工作原理，如果周期性的磁化铁磁材料，磁场强度  $H$  大于磁化曲线膝点时，磁感应强度明显就会产生失真（如图 4.50——信号  $A$ ）。但是由于磁化曲线的对称性，这个信号只包括奇次谐波。当额外场强  $H_x$  出现后，磁化曲线变成不对称，（二次侧线圈）输出信号上半部分比下半部分要宽（如图 4.50——信号  $A'$ ）。这会引出输出信号中存在偶次谐波，其中经常用二次谐波作为与外部磁场  $H_x$  成正比的检测信号。

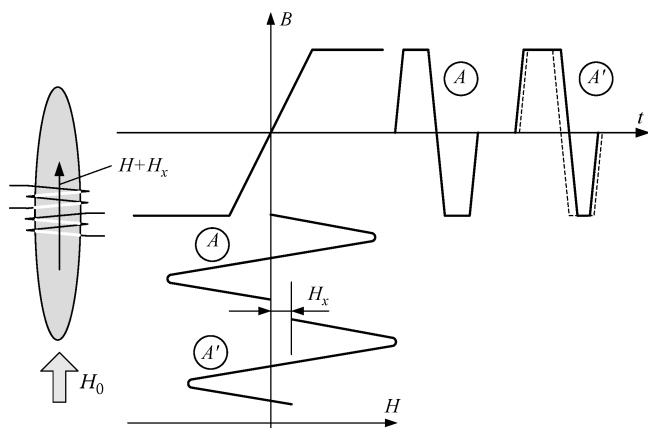


图 4.50 磁通门传感器的操作原理

虽然工作原理看起来十分简单，但实际应用中，传感器若取得满意的效果，每个细节都十分重要。最重要的是铁心材料要滞后小、噪声低，而且应仔细制备，避免机械应力，保证其完美的对称性。

由于二次谐波信号较小，且伴随着较大的奇次谐波背景信号，传感器一般设计成两个铁心（见图 4.51a），励磁磁场的方向相反。在一个铁心的励磁磁场中施加外部磁场，在另一个铁心中减去这个磁场。当测量线圈串联，尽管谐波分量增加，通过绕组补偿相同的分量。通过另一种环形铁心（见图 4.51b）也可达到相同的效果，左半部分增加磁场，右半部分减弱这个磁场。环形铁心传感器优势在于磁化铁心到饱和时需要的能量较少。

当考虑带铁心的传感器时，如图 4.52 所示，通过简单的三角波励磁简化磁滞曲线



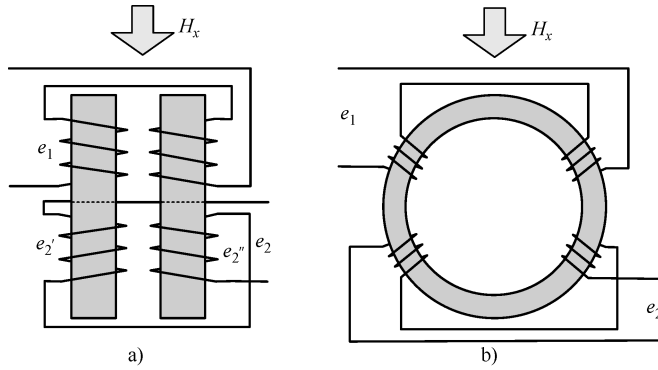
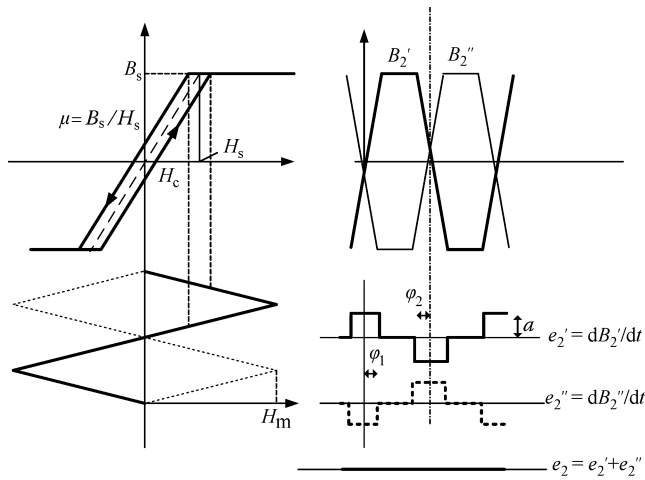


图 4.51 a) 带两个铁心的磁通门传感器 b) 环形铁心传感器

和激励信号。当二次侧线圈匝数为  $n_2$ ，缠绕铁心面积为  $A$  时，输出信号为

$$e_2 = -An_2 \frac{dB}{dt} \quad (4.49)$$

图 4.52 外部磁场  $H_x = 0$  时磁通门传感器的信号流程图

如图 4.52 所示，矩形信号的主要参数为：

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{2} \frac{H_s + H_c}{H_m}; \quad \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \frac{H_s - H_c}{H_m}; \quad a = \frac{B_s}{\varphi_1 + \varphi_2} = 4\mu f H_m \quad (4.50)$$

进行傅里叶展开，可得出：

$$e_2' = e_2'' = \frac{16}{\pi} n_2 f A \mu H_m \sin \frac{\pi H_s}{2 H_m} \cos \left( \omega t - \frac{\pi H_c}{2 H_m} \right) + \frac{16}{3\pi} n_2 f A \mu H_m \sin \frac{3\pi H_s}{2 H_m} \cos \left( 3\omega t - \frac{3\pi H_c}{2 H_m} \right) \quad (4.51)$$

因此，输出信号由奇次谐波组成，由此产生的信号为  $e_2' - e_2'' = 0$ 。

外部直流磁场  $H_x$  存在时 (见图 4.53):

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \frac{\pi}{2} \frac{H_s + H_c - H_x}{H_m}; \quad \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \frac{H_s - H_c - H_x}{H_m}; \\ \varphi_3 &= \frac{\pi}{2} \frac{H_s + H_c + H_x}{H_m}; \quad \varphi_4 = \frac{\pi}{2} \frac{H_s - H_c + H_x}{H_m}\end{aligned}\quad (4.52)$$

输出信号为:

$$\begin{aligned}e'_2 &= \frac{16}{\pi} n_2 f A \mu H_m \sin \frac{\pi}{2} \frac{H_s}{H_m} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \frac{H_c}{H_m} \right) - 8 n_2 f A \mu H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \sin \left( 2\omega t - \pi \frac{H_c}{H_m} \right) + \dots \\ e''_2 &= -\frac{16}{\pi} n_2 f A \mu H_m \sin \frac{\pi}{2} \frac{H_s}{H_m} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \frac{H_c}{H_m} \right) - 8 n_2 f A \mu H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \sin \left( 2\omega t - \pi \frac{H_c}{H_m} \right) + \dots\end{aligned}$$

而

$$e_2 = e'_2 + e''_2 = 16 n_2 f A \mu H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \sin \left( 2\omega t - \pi \frac{H_c}{H_m} \right) + \dots \quad (4.53)$$

因此, 奇次谐波被消除, 输出信号中只包含偶次谐波。输出信号二次谐波幅值为

$$E_2 = 16 n_2 f A \mu H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \quad (4.54)$$

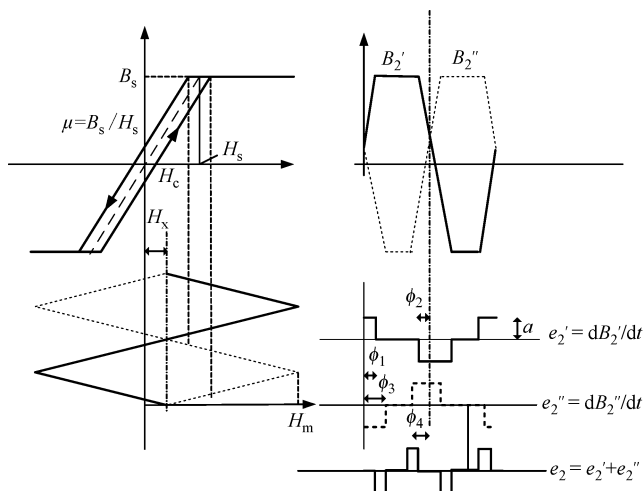


图 4.53 存在外部磁场  $H_x$  时的磁通门传感器的信号流程图

其他学者也得出过相似的结论, 比如: Afanasjev (Afanasjev 1986) 推导出类似的正弦激励关系为

$$E_2 = 32 n_2 f A \mu H_x \frac{H_s}{H_m} \sqrt{1 - \left( \frac{H_s}{H_m} \right)^2} \quad (4.55)$$

如果不使用两个铁心, 如图 4.54 所示, 也可以消除正交型磁通门传感器输出信号中的零序分量。在这种传感器中, 两个线圈: 励磁和测量线圈互相垂直, 不施加外部磁场时输出信号为零。在励磁场中添加任意的外部磁场, 由此产生的磁场为

$$H_{\omega} = \sqrt{H_x^2 + (H_m \sin \omega t)^2} \quad (4.56)$$

周期性地使铁心饱和。因此，输出二次谐波分量正比于外部测量磁场。

许多年前就提出了磁通门传感器 (Allredge 1951, Primdhal 1979, Gise and Yarbrough 1977)，但最近继续研究主要集中在应用薄膜技术，制造出尺寸很小的传感器 (Fan et al. 2006, Zhao et al. 2007)。

以上所述为传感器简单的工作原理，实际中环形铁心与图中理想的相差太大，因为外部磁场磁化并不均匀，每个半环不独立工作。在磁化和测量线圈中，信号可以通过互感传递。同时，寄生电容和线圈电感也会影响磁化电流的波形和输出参数。

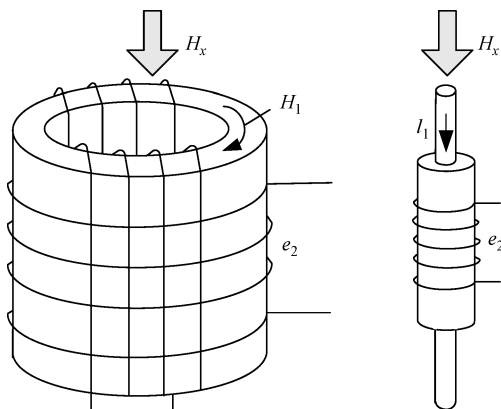


图 4.54 正交型磁通门传感器

#### 4.3.2 磁通门传感器的性能

式 (4.54) 的关系可改写为：

$$E_2 = 16n_2 f A \mu_0 \frac{\mu_r}{1 + N_d \mu_r} H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \quad (4.57)$$

因此，当铁心材料磁导率  $\mu_r$  很大时，传感器性能与  $\mu_r$  值无关，从而与材料性能的不稳定性（如随温度变化）无关。因此铁心材料磁导率应该选择得很大，那么输出信号实际上只与退磁因子  $N_d$  有关：

$$E_2 \approx 16n_2 f A \mu_0 \frac{1}{N_d} H_x \sin \pi \frac{H_s}{H_m} \quad (4.58)$$

计算灵敏度因子  $S = dE_2/dH_s$ ，即可得以下关系 (Afnasjev 1986)：

$$S = 16n_2 \mu A f \left( \frac{H_s}{H_m} \right) \sqrt{1 - \left( \frac{H_s}{H_m} \right)^2} \quad (4.59)$$

图 4.55 给出了灵敏度因子  $S$  与磁场  $H_m$  的关系，磁场最优值为  $H_m = \sqrt{2} H_s$ 。通常，磁场值高（以降低灵敏度为代价）以降低噪声（见图 4.55）(Scouten 1972, Afnasjev 1986)。假设  $H_m/H_s$  的值约为 2，式 (4.58) 可重新写为：

$$E_2 \approx 10n_2 f A \mu_0 \frac{1}{N_d} H_x \quad (4.60)$$

铁心材料的磁化不均匀，因此退磁因子只能由实验或数值模拟确定 (Primdahl et al. 1989, How et al. 1997, Clarke 1999)。但对于灵敏度评估，可使用简化关系。假设条状铁心的退磁因子近似为  $N_d \approx 5A/l^2$ ，可得：

$$E_2 \approx 2n_2 f \mu_0 l^2 H_x \quad (4.61)$$

对于直径为  $d$  的环形铁心，退磁因子近似为  $N_d \approx 20A^{0.8} d^{1.6}$  (Marshall 1967)，可以

得出:

$$E_2 \cong 0.5 n_2 f A^{0.2} \mu_0 d^{1.6} H_x \quad (4.62)$$

由式 (4.61) 和式 (4.62) 的关系式, 可得与磁通门传感器灵敏度有关的因素:

- 1) 测量线圈的匝数  $n_2$ 。
- 2) 励磁磁场的频率  $f$ 。
- 3) 铁心长度  $l$  (或直径  $d$ )。

最有效的措施就是增加铁心长度, 因为灵敏度与磁路长度的二次方 (或  $d^{1.6}$ ) 成正比。例如灵敏度最高的磁通门传感器之一, 铁心长度为 0.5m ( $N_d = 2 \times 10^{-6}$ ,  $n_2 = 4000$ ,  $f = 10\text{kHz}$ ) 时, 实际灵敏度可达  $10\mu\text{V/nT}$  (Saito 1980)。

典型磁通门传感器的参数为:  $n_1 = n_2 = 1000$ ,  $f = 3\text{kHz}$ ,  $l = 2 \times 60\text{mm}$ ,  $A = 3\text{mm} \times 0.1\text{mm}$ , 灵敏度为  $10\mu\text{V/nT}$ 。其他作者也有相似灵敏度 ( $3 \sim 20\mu\text{V/nT}$  之间) 的报道 (Moldovanu et al. 1997)。

磁通门传感器的典型测量范围从  $10\text{pT}$  到  $1\mu\text{T}$ 。使用反馈后上限可扩展到  $100\mu\text{T}$ 。例如分辨率为  $0.1\text{nT}$  的磁通门传感器可用于测量地球磁场。

磁性传感器的分辨率在很大程度上受磁场 (巴克豪森) 噪声的影响, 因此, 铁心材料的质量十分重要。选择材料应该磁导率较大, 滞后较小, 磁致伸缩可忽略, 涡流损耗较小 (高电阻), 磁场噪声小, 居里温度较高。幸运的是, 铁心需要的磁性材料较少, 因此可以用较昂贵的材料。上个世纪广泛应用低磁致伸缩的坡莫合金作为铁心材料, 比如  $81.5\text{Ni}6\text{Mo}$  (Gordon et al. 1968)。目前, 钴基非晶材料较为流行 (Mohri 1984, Shirae 1984, Narod 1985, Tejedor et al. 1995, Moldovanu et al. 1997)。

许多论文研究了磁通门器的噪声。研究中如果包括电路的影响时, 噪声分析结果就不太明确——通常电路会改变信噪比 SNR, 图 4.2 给出了磁通门传感器的一种典型的噪声波谱序列。其他作者也进行了相似的报道 (Scouten 1972, Dyal and Gordon 1973, Snare and McPherron 1973, Acuna 1974, Primdhal 1979, Shirae 1984, Primdhal et al. 1989, Ripka 1996a, b, 2003), 其中最好的一例为 Ripka 的报道 (Ripka 1992, Ripka et al. 2001): 传感器为非晶带材  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ , 频率范围为  $60\text{mHz} \sim 10\text{Hz}$ , 单位速率调为  $8.8\text{pT}$  ( $1\text{Hz}$  时为  $3.8\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), 如图 4.56 所示。理论上, 单铁心磁通门传感器  $1\text{Hz}$  时的噪声约为  $1.4\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Koch and Rozen 2001)。利用高温超导材料绕制传感器在液氮中的分辨率为  $0.17\text{nT}$  (Gershenson 1991)。理想状态下,  $0.01 \sim 10\text{Hz}$  带宽时最低噪声水平有效值可达到  $10 \sim 70\text{pT}$  (Primdhal 1979)。

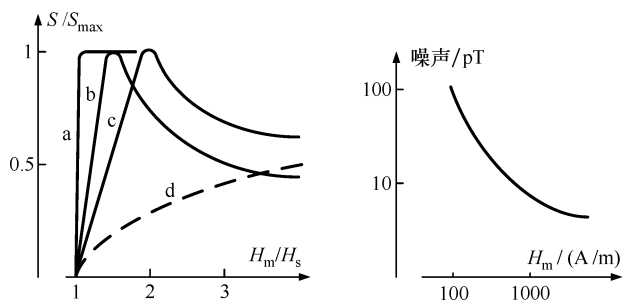


图 4.55 灵敏度 (理论值) 和噪声 (实验值) 与磁化场  $H_m$  的关系

a—矩形磁化场 b—正弦磁化场 c—三角形  
磁化场 d—垂直磁化场

(数据来源: Afanasjev, J. B., Fluxgate devices  
(in Russian, Energoatomizdat), 1986.)

传感器分辨率也受偏置量（包括温度零点漂移）和长时稳定的限制。Primdahl (Primdahl 1979) 研究了这两种参数。与偏置量有关的因素有铁心材料、励磁器饱和程度、传感器初始退磁和磁致伸缩等。温度在  $-40 \sim +60^{\circ}\text{C}$  之间，研究中偏置量可稳定在  $0.1 \sim 0.4\text{nT}$  的范围内，即长达一个月的研究可使其稳定在几  $\text{nT}$  的范围内。这样，可得出磁通门传感器最好控制在  $1\text{nT} \sim 1\mu\text{T}$  范围内。

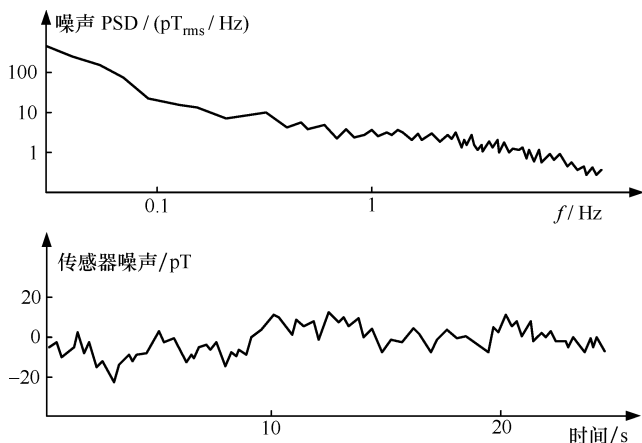


图 4.56 低噪声磁通门传感器的噪声特性示例  
(数据来源: Ripka, P., Sens. Actuat., A106, 8, 2003.)

磁通门传感器经常应用在直流和低频磁场的测量中。一般励磁磁场频率为  $1 \sim 10\text{kHz}$ ，假定调制频率不大于载波频率的  $1/5$ ，利用现代非晶材料，可将测量区域带宽扩展到几  $\text{kHz}$  (Ripka et al. 1995)，这种探测线圈可促进传感器在高频率范围内的应用。

### 4.3.3 磁通门传感器的设计

虽然 Aschenbrenner (Aschenbrenner and Goubau 1936) 在关于磁通门传感器的第一篇论文中指出，最初在设计中占主要地位的是开路铁心：单个（见图 4.57a）(Rabinovici et al. 1989)，两个包含常见的励磁线圈（见图 4.57b）(Vacquier et al. 1947)，或是两个与激励线圈独立（见图 4.57c）。

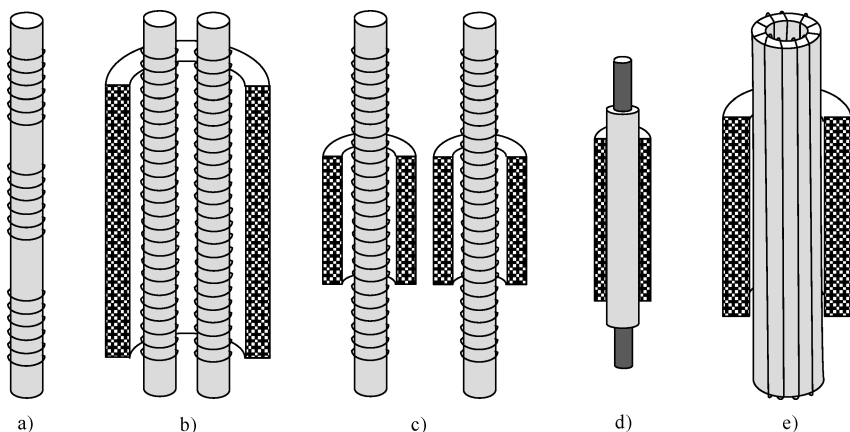


图 4.57 具有开路铁心的不同磁通门传感器——纵向（图 a~c）和正交（图 d、e）

1962 年 Geyger 发表论文后，环形铁心的设计更加流行（见图 4.58），近些年由于

这种设计较为简单也被经常使用（虽然由于退磁因子较大而降低了其灵敏度）。

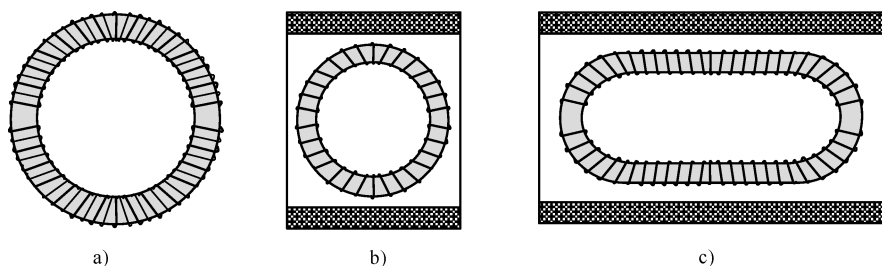


图 4.58 具有闭合铁心的不同磁通门传感器

在封闭铁心传感器中可将两个线圈都直接缠绕在铁心上（见图 4.58a），更为方便的可使用外部感应线圈（见图 4.58b）。由于环形铁心与双杆铁心相比退磁因子较大，作为组合方案提出了赛马场（椭圆形）设计（Gordon et al. 1965, 1968, Ripka 2000a, b）。椭圆形设计的优势在于其在垂直磁场中灵敏度较低。

实际上，环形铁心（见图 4.59）的生产比双杆传感器更简单。但环形铁心的主要优点是使闭路样品饱和和磁化时消耗的能量较少，这对于外太空的探测尤为重要（Mussmann and Afanassiev 2010）。一种典型的环形铁心直径为 15 ~ 25mm，匝数从 4 ~ 15，磁带宽度 1 ~ 2mm，厚度为 25  $\mu\text{m}$ 。

环状线圈一般为手工缠绕，为了使传感器获得较好的性能，这些线圈应该缠绕得非常有规律。这就是目前许多设计者尝试用机器生产代替手工操作的原因，为此，可使用印制板电路（PCB）技术（Dezaury et al. 1999, 2000, Kubik et al. 2007）。

如图 4.60 给出的传感器由两层 100  $\mu\text{m}$  环氧树脂板和 35  $\mu\text{m}$  铜压层。非晶硅 Vitro-

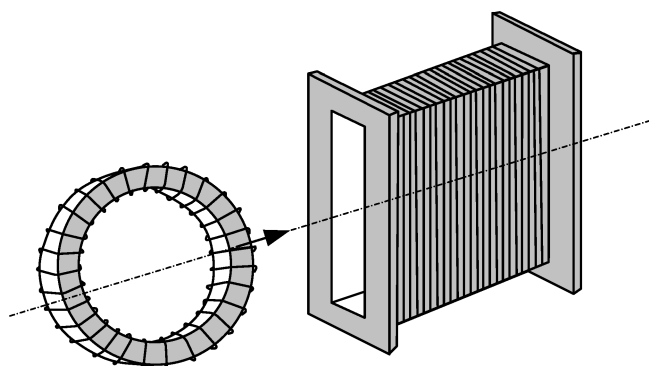


图 4.59 装配环形铁心的传感器

（图片来源：Acuna, M. H., IEEE Trans. Magn., 10, 519, 1974.）

vac 6025 ( $\text{CiFeMo}_{73}\text{SiB}_{27}$ ) 金属薄片作为强磁性材料。探测线圈选用 5 匝，励磁频率 30kHz 时灵敏度约为 60  $\mu\text{V}/\mu\text{T}$ 。Kubik 和其团队设计了相似的椭圆形铁心（Kubik et al. 2007），功耗低（4mW），传感器灵敏度约为 100  $\mu\text{V}/\mu\text{T}$ 。

利用平面线圈技术可进一步小型化传感器，在这一领域有许多有趣的成就（Vencueria et al. 1994, Choi et al. 1996, Gottfried-Gottfried et al. 1996, Chiesi et al. 2000, Ripka et al. 2001, Drljaca et al. 2004）。传感器铁心多为溅射薄膜坡莫合金层。由于平面线圈效率较低，也有人提出制造由两个导电层沉积制备的准电磁线圈（Kawahito et al. 1996, Liakopoulos and Ahn 1999）。这种技术的主要优点是（除了传感器的尺寸小）

可以与电路部分以 CMOS 技术相连。

图 4.61 给出的传感器 (Choi et al. 1996), 当励磁频率为 610kHz 时, 磁场测量的灵敏度约为  $90\mu\text{V}/\mu\text{T}$ 。尺寸为  $5\text{mm} \times 5\text{mm}$  的传感器中包括了所有电路——驱动部分以及射频放大器, 相敏检波器和低通滤波器等。

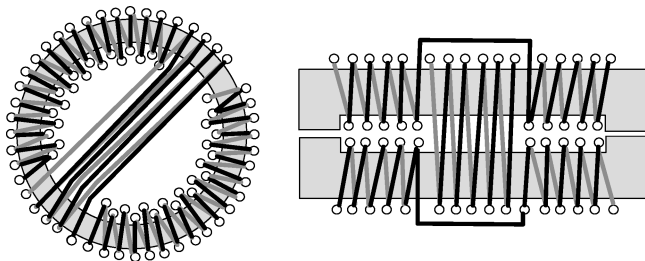


图 4.60 使用 PCB 技术的磁通门传感器示例

(图片来源: Dezaury, O. et al., IEEE Trans.

Magn., 35, 2111, 1999.)

如图 4.61b 给出的传感器 (Chiesi et al. 2000, Drljaca et al. 2004) 可以在磁场的两个区域中同时进行测量。传感器尺寸为  $2.5\text{mm} \times 2.5\text{mm}$  (包含所有电路), 励磁频率为 125kHz 时, 灵敏度为  $3.8\text{mV}/\mu\text{T}$ , 放大器为 26dB, 能量消耗 12.5mW。1/f 噪声 (主要由电路部分产生) 大约为  $70\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 噪声有效值在 0.2 ~ 10Hz 时约为 150nT。

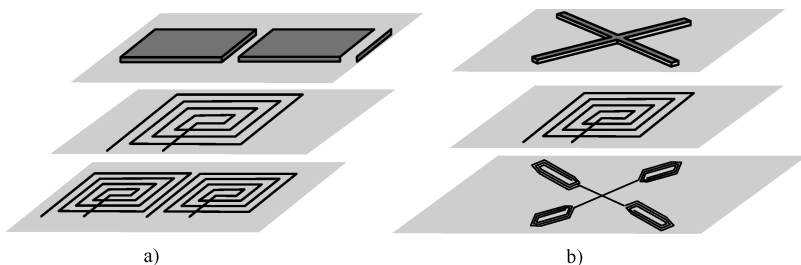


图 4.61 利用平面技术的磁通门传感器

(来源于: Choi, S. O. et al., Sens. Actuatur., A55, 121, 1996; Chiesi,

L. et al., Sens. Actuatur., 82, 174, 2000.)

如图 4.62 给出的传感器类似于应用 PCB 技术 (见图 4.60), 但只是微型设计。在励磁频率为 3MHz 时, 传感器 (包括电子电路) 的最高灵敏度为  $2.7\mu\text{V}/\mu\text{T}$ 。在频率范围从直流到 10Hz 时, 分辨率 (噪声水平) 约为  $40\text{nT}$  ( $p-p'$ ), 这只比常规传感器好一点, 与 AMR 传感器相似。

#### 4.3.4 多传感器系统 (罗盘和梯度磁力计)

在某些应用中, 如地球磁场

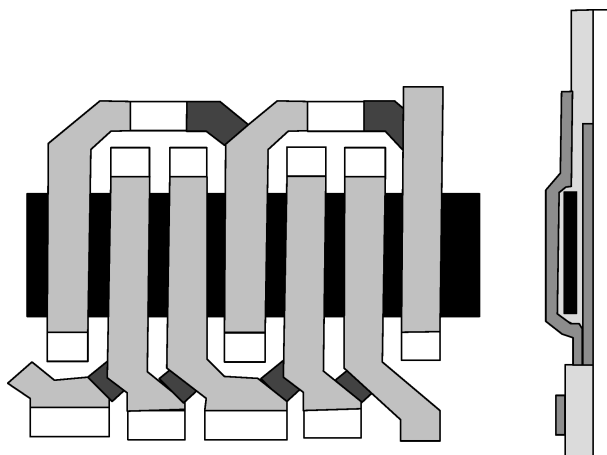


图 4.62 平面电磁线圈磁通门传感器

(图片来源: Kawahito, S. et al., Sens. Actuatur., A54, 612, 1996.)



测量,有时需要测量两个甚至三个磁场方向的分量。因为现代磁性传感器相对较小,较为简单,罗盘的主要解决方案是在三个主轴上安装三个独立的传感器 (Ripka and Kaspar 1998)。这样就出现了两类问题:第一是如何分配传感器以消除相互间的影响(传感器及其反馈电路产生的磁场)。第二是正确操作传感器时受到正交(横向)分量的影响——跨场效应,当正交磁场大于被测场时这个问题尤为严重。

关于跨场效应的研究结果有许多报道 (Brauer et al. 1997, Ripka et al. 2000a, b, Ripka and Billingsley 2000b)。所幸横向磁场在磁通门传感器中引起的误差并不是很严重——当横向分量不太大(低于  $60\mu\text{T}$ ) 时,误差也就在几个 nT 的水平。据估计,形状各向异性是影响跨场效应的主要因素之一,细长双杆传感器和椭圆形传感器的跨场效应要小于环形铁心传感器。横向场会改变传感器的灵敏度和线性化,使用反馈可在一定程度上克服这些误差。最严重的是横向场引起的偏移量,即使在各轴上独立使用反馈也不能消除这个影响。如果应用三轴(球形)反馈线圈(紧凑型球形线圈(CSC)),因为传感器在“磁真空(见图 4.63)”状态,理论上讲可以避免跨场影响。但这个方案(在奥斯特卫星磁力仪中进行测试)(Primdahl and Jensen 1982, Nielsen et al. 1995, 1997)很复杂,成本也较高。因此,采用三个传感器单独补偿(如:在 Astrid-2 卫星中)仅对横向场影响做了略微的修正 (Brauer et al. 2000)。

Acuna 和 Pellerin (1969) 描述了通过两个垂直的测量线圈(见图 4.64)来测量磁场两个分量的可能性,但这个不错的主意没有找到后续追随者。在环形铁心中,为了避免励磁线圈和感应线圈的耦合,存在仔细放置线圈的问题。在双线圈系统中,这个问题的严重性扩大了两倍,但用两个独立的传感器就简单多了。尽管如此,可应用类似罗盘仪的传感器作为汽车导航系统 (Peters 1986)。

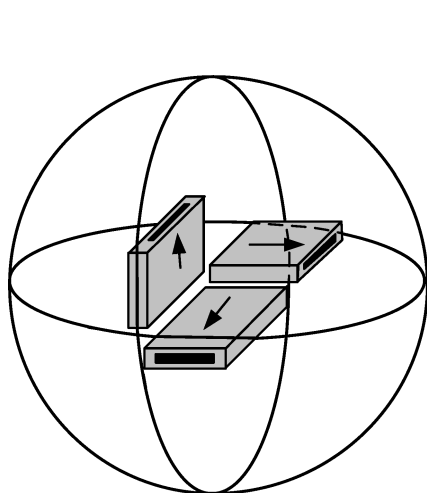


图 4.63 环形反馈线圈系统中的三个传感器

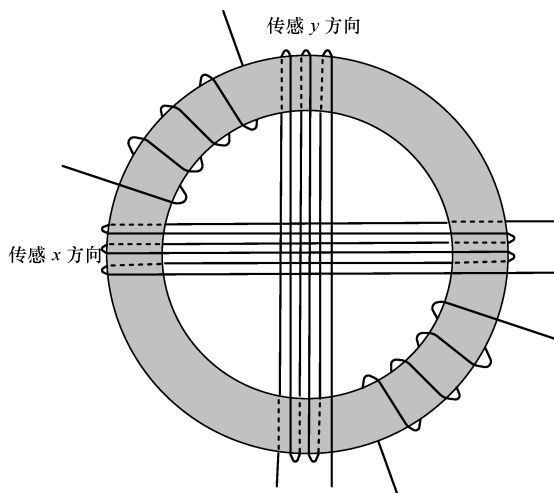


图 4.64 两轴环形铁心传感器

(图片来源: Acuna, M. H. and Pellerinn, C. J.  
IEEE Trans. Geosci. Electron., 7, 252, 1969.)

微型传感器中机械定位并不是问题,因为精确制造技术可使每个传感器都有相同



的几何尺寸。因此，二维磁通技术得以重新使用（Chiesi et al. 2000, Kejik et al. 2000, Drljaca et al. 2004）。如图 4.65 给出了交叉铁心二维磁通门微型传感器。Baschirotto 发明了类似的传感器，带有一个完全集成采集电路（包括 ADC）（Bashiroto et al. 2007, 2010），传感器尺寸为  $1.7\text{mm} \times 1.7\text{mm}$ 。当传感器测量地球磁场时，灵敏度为  $450\mu\text{V}/\mu\text{T}$  ( $11\text{LSB}/\mu\text{T}$ )，角精度为  $1.5^\circ$ 。

两个固定距离的传感器可组成梯度磁力仪（见图 4.66），对于测量大背景磁场中的小磁场十分有用。地球磁场非常不均匀——场变化小于  $25\text{pT}/\text{m}$ 。因此，当磁场源靠近一个传感器时，可能检测到非常小的磁场（小于  $\text{nT}$ ）处在地球磁场（约为  $50\mu\text{T}$ ）背景中。Merayo 给出了两个传感器距离为  $20\text{cm}$ ，磁通门梯度仪的精度为  $0.3\text{nT}/\text{m}$ （Merayo et al. 2001）。

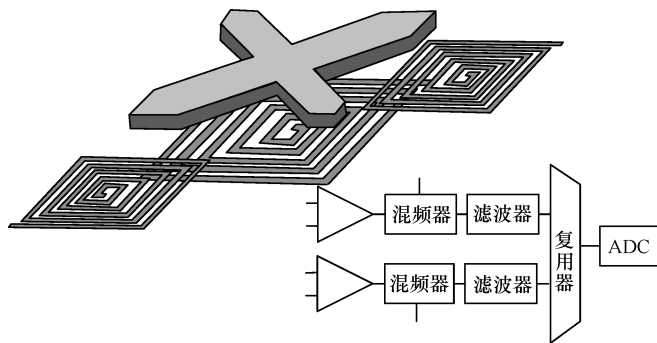


图 4.65 两轴的磁通门微传感器和采集集成电路  
(为简单起见，仅有一对测量线圈)

(图片来源: Baschirotto, A. et al., IEEE Trans. Instrum. Meas., 56, 25, 2007; Baschirotto, A. et al., Measurement, 43, 46, 2010.)

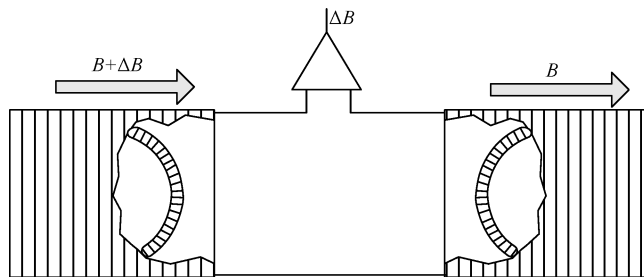


图 4.66 接有两个磁通门传感器的重力测量系统

#### 4.3.5 磁通门传感器的电路

二次谐波磁通门梯度仪典型框图如图 4.67 所示。信号发生器的频率为励磁线圈频率的一半 ( $f/2$ )。驱动电路形成适当的激励信号波形（三角形、正弦等）。测量线圈输出信号经过放大和过滤（消除奇次谐波寄生信号）与相敏探测器（PSD）相连。发生器产生的信号同时作为相位检测器 PSD 的相关信号，输出信号经过低通滤波器和积分器可用作反馈信号。测量线圈也可以用作反馈线圈，但为了保证反馈磁场的均匀，一般使用另一个单独的线圈反馈。在反馈系统中，磁通门传感器起到零点探测器作用。

虽然图 4.67 框图看起来十分简单，但许多论文仍讨论了影响梯度仪性能的细节问题：

1) 励磁发生器与励磁线圈之间的匹配 (波形、频率、驱动线圈电容值) (Primdahl 1979, Ripka 2001)。如图 4.68 给出了并联电容器对驱动信号影响的例子。

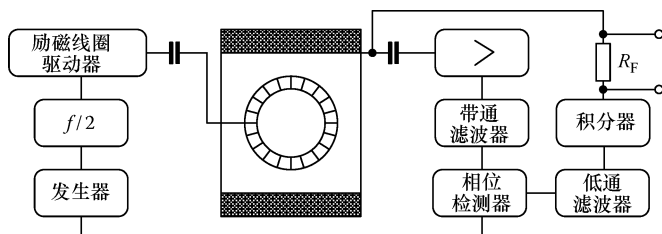


图 4.67 二次谐波磁通门磁力仪的框图

2) 测量线圈与放大器之间的匹配 (调谐和未调谐输出、电容的影响等) (Russell et al. 1983, Narod et al. 1984, Primdahl et al. 1987, Player 1988, Ripka and Kaspar 1998)。输出放大器经常用低阻电流-电压转换器代替 (Primdahl et al. 1989, Ripka et al. 2000)。

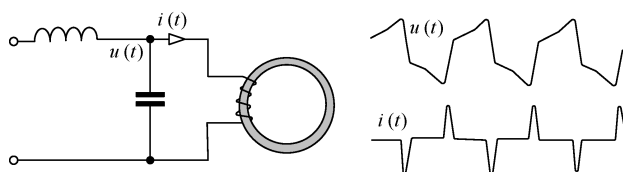


图 4.68 带电容和电感的脉冲激励电流

(图片来源: Acuna, M. H., IEEE Trans. Magn., 10, 519, 1974.)

在二次谐波磁通门梯度仪中,利用了被称为最佳噪声抑制工具之一的 PSD 功能 (Smith et al. 1992, Tumanski 2006)。也有报道讨论非选择性检测技术,例如在相位延迟方法中,测量输出信号两个半周期的时间间隔不同 (如式 (5.52) 和图 4.53) (Scarzello and Usher 1977, Heinecke 1978)。图 4.69 给出的传感器工作在自动振荡模式下,如果铁心由外界直流磁场磁化,就会产生二次谐波电压,即方波电压的正负周期有不同时间间隔。所报道的分辨率约为 0.1 nT。

磁通门传感器明显有采用复杂数字电子电路接口的趋势。虽然简化的二次谐波模拟电路是磁通门传感器最主要的优势之一,但提出了许多替代的复杂数字电路 (Primdahl et al. 1987, Auster et al. 1995, Piil-Henriksen et al. 1996, Pedersen et al. 1999, Kawahito et al. 1999, 2003, Cerman and Ripka 2003, Cerman et al. 2005, O'Brien et al. 2007, Forslund et al. 2008)。磁通门磁力仪的数字化主要有三条思路:

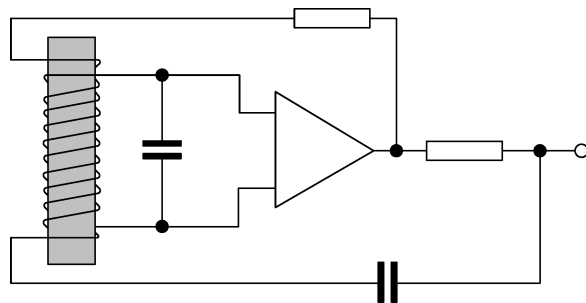


图 4.69 谐振型磁场传感器

(图片来源: Takeuchi, S. and Harada, K., IEEE Trans. Magn., 20, 1723, 1984.)

1) 一个 ADC (多为 sigma-delta), 包含在磁力仪输出中的。

2) 一个数字—模拟混合器, 在传统的模拟电路 (积分及求和节点传感器) 中作为 sigma-delta 调制器工作, 这样整个磁力仪就作为 sigma-delta 转换器, 完成从磁场到比特流的转换。

3) 全数字化, 经过模拟放大后, 输出信号被处理成为数字信号。

这三个概念由 Cerman 进行验证和研究 (Cerman et al. 2005)。令人惊奇的是, 结论为由传统模拟磁力仪与 ADC 连接输出信号表现出的性能最好。模拟电路几乎发展到了最后阶段, 而数字技术是潜在有全新发展前途的。

数字仪表最大的缺点在使用模拟反馈 (经常使用) 时, 必须增加 DAC 输出返回信号。这样会引入新的源或误差 (非线性、噪声、温度依赖等)。在模拟磁力仪中, 与传感器误差相比电路误差可以忽略, 数字电路却不能这样改善传感器的性能。这样, 数字磁力仪就不一定能比最好的模拟装置表现出更好的性能。

另一方面, 所有模拟元件都可使用更好的数字器件替代 (除了初级的放大器) ——PSD 可由数字集成器代替, 滤波器也可采用相同的应用方式。如图 4.70 给出了一种新的数字处理可能性, 而在模拟方式下则很难实现。理论上讲,  $H_x = 0$  时, 输出信号应该为 0,  $H_x$  输出信号中只包含偶次谐波。而在实际传感器中, 由于励磁线圈和测量线圈之间的耦合, 奇次谐波并不能被完全补偿, 零磁场信号失真非常严重 (参见图 4.70 左下角的信号)。这直接导致测量磁场的信号也失真 (如图 4.70 左上角的信号)。零场信号能够数字相减, 恢复到正确信号 (如图 4.70 右侧信号)。对于模拟电路这种操作很难实现, 但数字电路可以很简单地消除寄生元件与先前零场信号之间的关系。

当然, 通过数字化也可以进行其他操作, 例如: 使用平均相移数字滤波器改善信号噪声, 清除平均值 (偏移量), 改善线性化, 还可进行统计分析、校准设备和在线更改操作条件。这或许就是数字磁通门磁力仪在未来会被广泛使用的原因。

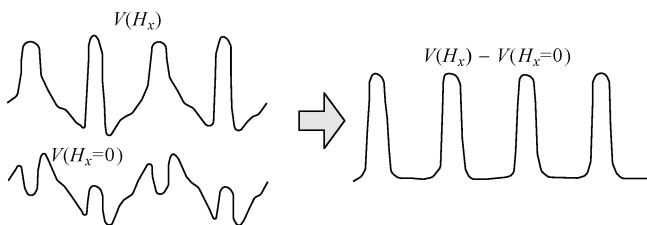
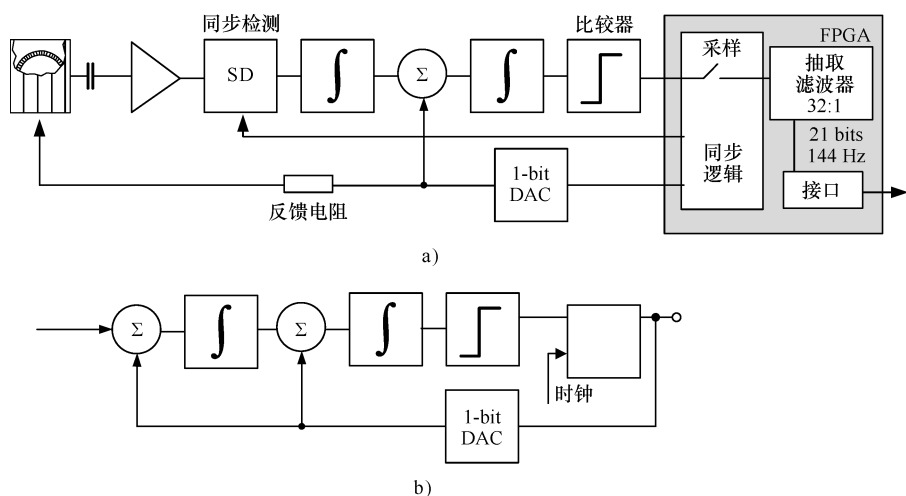


图 4.70 由数字相减  $H_x = 0$  清除输出信号

(图片来源: Primdahl, F. et al., Meas. Sci. Technol., 5, 359, 1994.)

如图 4.71 给出了  $\Sigma - \Delta$  磁通门磁力仪和经典  $\Sigma - \Delta$  调制器的比较。可以看到, 部分电路是模拟电路, 传感器是一个求和节点。但是, 这种数字磁力仪最初不能满足要求 (Kawahito et al. 2003, Magnes et al. 2003, Cerman et al. 2005)。传感器反馈中 sigma-delta 调制器的应用增加了整体噪声, 高频时整个装置噪声更加严重, 这就严重限制了其频率带宽。

如图 4.72 给出了一个全数字磁通门磁力仪的例子。传感器中放大器输出信号经由 sigma-delta ADC 变为数字信号, 接下来的操作都由数字方式执行。在 0.1 ~ 60Hz 时, 噪声水平低于 30pT。选择 FPGA 技术是因为这种电路抗辐射, 整个磁力仪是为太空探

图 4.71 a)  $\Sigma - \Delta$  磁通门磁力仪和 b) 经典  $\Sigma - \Delta$  调制器

(图片来源: Magnes et al. 2003. )

测设计的。

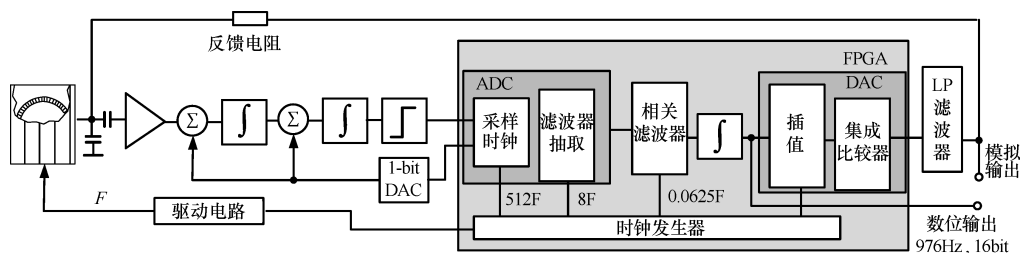


图 4.72 数字磁通门磁力仪示例

(图片来源: O'Brien, H. et al., Meas. Sci. Technol., 18, 3645, 2007. )

测量 SQUID 和 AMR 传感器的磁场测量范围 ( $1\text{nT} \sim 100\mu\text{T}$ ), 磁通门传感器是一个不错的选择。测量直流和低频磁场的分辨率为几 pT, 且传感器和相关电路都相对简单。

作为磁通门传感器的例子, 可以参考奥斯特卫星设计的装置 (Nielsen et al. 1995)。环形铁心传感器由宽为  $1\text{mm}$ 、厚为  $24\mu\text{m}$  的 Vitrovac 6025 非晶带材制成。缠绕在内直径为  $15\text{mm}$  铁心线圈——11 层 (有效横断面面积为  $A = 0.27\text{mm}^2$ )。铜导线直径为  $0.2\text{mm}$ , 磁线圈缠绕在铁心上 196 匝。激发频率为  $15.625\text{kHz}$ , 探测线圈为  $2 \times 103$  匝, 直径为  $0.18\text{mm}$  的铜导线。

传感器工作于短路输出模式, 灵敏度为  $36\mu\text{A}/\mu\text{T}$ 。在  $0.06 \sim 10\text{Hz}$  频率范围内传感器噪声为  $14\text{pT}_{\text{rms}}$ , 对应于  $1\text{Hz}$  时噪声能量密度为  $6.2\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。三轴向传感器测量范围为  $\pm 65,536\text{nT}$ , 18 位分辨率相应于  $0.5\text{nT}$ , 线性, 准确性  $0.5\text{nT}$ 。传感器能量消耗为  $160\text{mW}$ , 包括 ADC 和接口的电路消耗为  $940\text{mW}$ 。工作的温度范围从  $-20 \sim 40^\circ\text{C}$ 。

磁通门传感器很有应用前途, 其尺寸小——仪器设计尺寸可到  $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ , 其中

包括所有电子器件。因为灵敏度依赖于传感器尺寸，所以与正常尺寸的传感器相比，它的性能略有下降。又因为灵敏度随着激励频率的增大而增大，所以小型传感器可以在高频中应用。

有许多商用磁通门磁力仪和罗盘仪。例如：斯蒂芬·梅耶仪器提供的三轴磁通门传感器，尺寸为  $25\text{mm} \times 500\text{mm}$ ，磁场测量范围  $200\mu\text{T}$ ，准确度  $1\%$ 。灵敏度为  $2\text{V}/70\mu\text{T}$ ，噪声水平低于  $0.5\text{nT}_{\text{rms}}$  ( $0.1 \sim 10\text{Hz}$ )。对应于  $1\text{Hz}$  时为  $120\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ， $T = 15 \sim 60^\circ\text{C}$  零点漂移低于  $2\text{nT}/\text{K}$ ，频率带宽由直流到  $1\text{kHz}$ 。

比林斯利航空航天与国防公司提供了几种磁通门传感器。模拟三轴磁通门磁力仪 TFM100，尺寸为  $3.5\text{cm} \times 3.2\text{cm} \times 8.3\text{cm}$ ，测量磁场范围为  $\pm 100\mu\text{T}$ ，准确度  $0.75\%$ ，线性化  $0.015\%$ ， $1\text{Hz}$  时噪声低于  $12\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，零点漂移为  $0.6\text{nT}/\text{K}$ ，频率带宽从直流到  $500\text{Hz}$ 。数字版 24 位分辨率三轴磁通门磁力仪 DFMG24，测量范围为  $\pm 65\mu\text{T}$ ，分辨率  $20\text{pT}$ ，FS 的数字线性度为  $0.007\%$ ，FS 的准确度为  $0.03\%$ ， $1\text{Hz}$  时噪声低于  $10\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，零点漂移小于  $5\text{nT}$ 。串行数字接口电缆长度高达  $1\text{km}$ 。

磁通门传感器主要应用于空间研究 (Musmann and Afanassiev 2010)、地球物理学、水下磁场勘测、矿藏探测、导航和材料无损检测 (Kaluza et al. 2003)。

## 4.4 磁阻和磁阻抗传感器

### 4.4.1 磁致电阻总体介绍

实际上所有材料都存在磁致 (MR) 效应 (电阻随磁场变化)，但只有温度低和磁场大时才能检测到。但是，也有几种材料的 MR 效应在室温下就非常显著：铁磁金属、半导体和一些矿物质如铋和镧基氧化物。MR 效应在一些人工多层结构中会比较大，如阀或超晶格。

如图 4.73 给出了主要 MR 效应的比较。历史上，磁场中第一个磁致传感器是用铋制造的。室温下铋螺旋表现的 MR 系数为  $\Delta\rho/\rho \approx 2\%$ ，但要在磁场很大时。

半导体技术发展后，铋螺旋由半导体代替。

1993 ~ 1994 年，在镧基掺杂锰酸盐的钙钛矿材料——也就是溶胶磁阻中，发现了一种新的磁阻效应 (von Helmot et al. 1993, Jin et al. 1994a, b, McCormack et al. 1994)

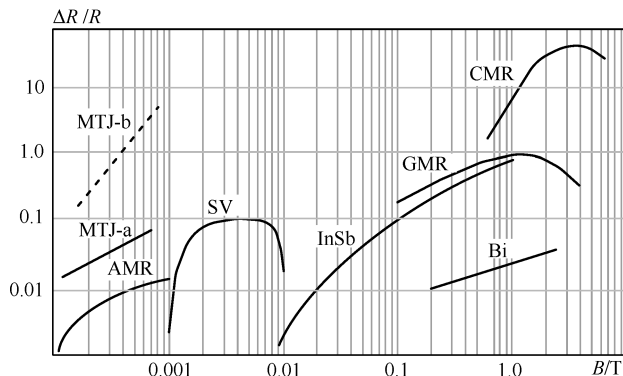


图 4.73 主要磁阻效应

MTJ—磁隧道结 AMR—各向异性磁电阻 SV—自旋阀 InSb—半导体磁阻 GMR—巨大的多层磁电阻效应 Bi—铋 CMR—溶胶磁电阻

(见图 4.74)。不幸的是,这种效应也只是在低温、强磁场中才能发现。在室温下,这种效应在强磁场下只能达到中等磁阻的 30% (Manoharan et al. 1994)。

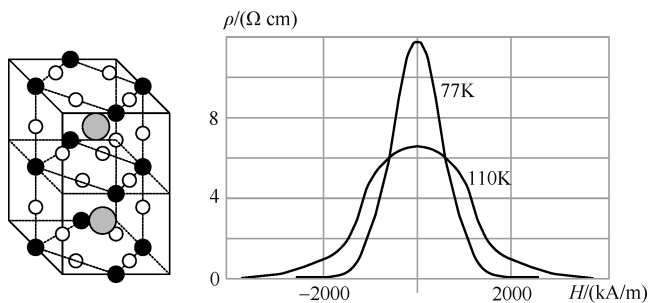


图 4.74 锰酸盐钙钛矿  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  的晶体结构及其电阻随磁场的变化曲线

(来源于: McCormack, M. et al., Appl. Phys. Lett., 64, 3045, 1994.)

在 1857 年, 汤姆森 (Lord Kelvin) 发现电流平行方向的铁磁材料磁化纵向电阻率  $\rho_l$ , 高于电流垂直方向的磁化电阻率  $\rho_t$  (如图 4.75 所示)。尽管这种各向异性磁阻 (AMR) 效应不是很明显 (约为 2%), 因为这种传感器设计简单, 还是经常被用作 FMS, 而且灵敏度也相对较高。

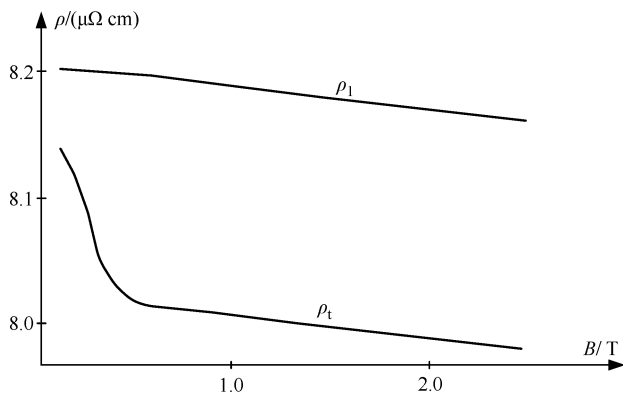


图 4.75 各向异性磁阻——常温下 NiCo 合金电阻率随外加磁场的变化曲线

(来源于: McGuire et al. 1975)

1988 年, 巨磁阻 (GMR) 效应被发现 (Baibich 等人, 1988), 如图 2.42 所示。一开始是在低温高磁场环境下发现的, 但在这以后一年时间内, 在室温环境下也发现了这种效应 (见图 4.76)。

巨磁阻效应反铁磁与铁磁物质在磁层间的状态转换有关。在多层铁磁结构中含有相对较薄的反铁磁层, 这种反铁磁状态是由层与层之间连接原子特性所决定。因为这种连接很强, 为了使其破坏就需要很强的磁场。这种多层结构在磁场很强时, 就有很大的磁阻。因此, 这种传感器尽管灵敏度不高, 也会用在需要很大磁阻的场合。另外, 另一种 GMR 结构是利用了电子的自旋 (SV), 如图 4.77 所示。

自旋结构中, 在反铁磁材料中人为沉附加层以感应反铁磁状态。这样一来, 铁磁

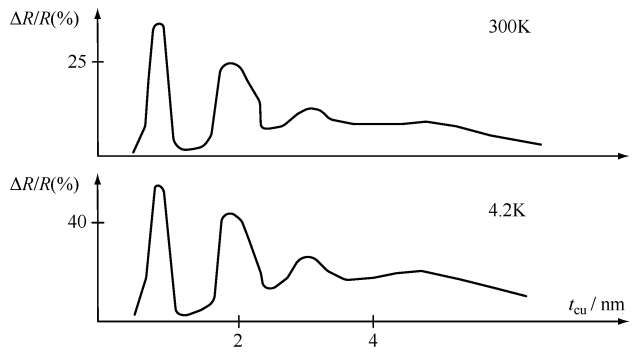


图4.76 16层结构 CoCu 的 GMR 磁阻随 Cu 层厚度变化曲线  
(来源于: Parkin, S. S. P. et al., Phys. Rev. Lett., 2152, 1991.)

层间的距离就增加了, 这种自旋传感器灵敏度比传统的多层巨磁阻结构灵敏度提高了 (但是磁阻的改变很小)。

1995 年, 又出现了另一类巨磁阻传感器——磁隧道结, 其导体层被一个绝缘层代替 (Moodera et al. 1995, Miyazaki and Tezuka 1995a,

b)。这种传感器对更小的磁场磁阻也改变很大——灵敏度很高。尤其是当使用 MgO 绝缘层来代替 AlO 绝缘层时, 如图 4.78 所示, 也是这种结构快速的增加磁阻是发展的一个转折点。

本章的后续部分, 介绍最近生产的磁阻抗传感器——AMR, TMJ, GMR 和 SV 传感器。

4.4.2 AMR 磁场传感器

分析磁阻传感器可采用著名的沃伊特—汤姆森公式, 公式描述了薄膜带阻抗变化与初始电阻率为  $\rho$  和磁阻系数  $\Delta\rho/\rho$  之间关系

$$\rho(\vartheta) = \rho + \Delta\rho \cos^2 \vartheta \quad (4.63)$$

这样, 薄膜条磁阻取决于磁化方向, 磁化方向又依赖于电流方向  $\vartheta$ , 传感器磁阻相对变化可以写成

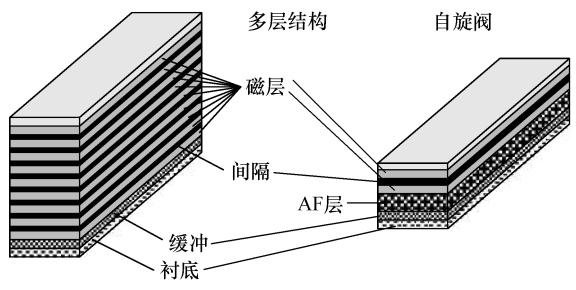


图 4.77 多层结构和自旋结构的 GMR 传感器

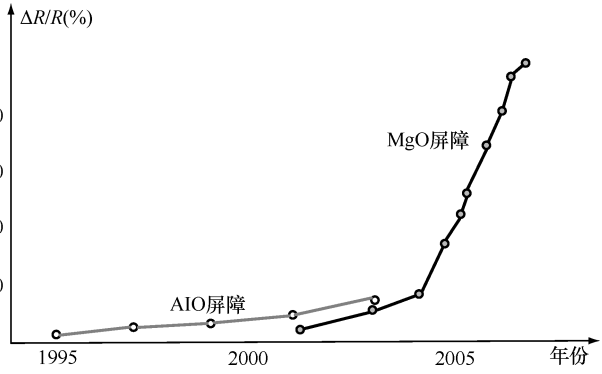


图 4.78 在磁隧道结结构中磁致电阻率的变化曲线



$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = -\frac{\Delta \rho}{\rho} \sin^2 \vartheta \quad (4.64)$$

另一方面,从自由能平衡方程(见方程(2.54))可以得到,磁化方向 $\varphi$ 与依赖于外部磁场( $H_x, H_y$ )分量的各向异性轴及各向异性场 $H_k$ 有关:

$$\sin \varphi = \frac{H_x}{H_y + H_k} \quad (4.65)$$

这种各向异性导致薄膜的沉积过程。这样在初始状态( $H_x = 0$ ),磁化方向沿各向异性轴方向(各向异性易磁化轴)。磁化带材也沿着各向异性轴方向,因此有 $\varphi = \vartheta$ ,有:

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = -\frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{1}{(H_y + H_k)^2} H_x^2 \quad (4.66)$$

待测量磁场 $H_x$ 分量严格垂直于各向异性轴,且如果它的值增大了,其磁化方向会从初始的沿着各向异性轴旋转到最终位置——垂直于各向异性轴方向。外部磁场 $H_y$ 分量小于各向异性磁场 $H_k$ ,这样才能减小它对阻抗变化的影响。

图4.79给出了单片磁阻抗传感器理论上与实验特性的对比,实验特性不同于理论特性,这是由于铁磁层中退磁化磁场的非线性。可以看出,关系式 $\Delta R/R = f(H_x)$ 是非线性的。

为了得到传感器的线性响应,有必要将其工作点设定在特性曲线的线性区域(实际曲线的偏离点,例如图4.79的点A)。最简单的实现方法是增加一个硬磁层,使得薄片被偏置,如图4.80所示。这种方法在实际中不可用,这是因为这种方法产生的偏置依赖于温度,是不稳定的。

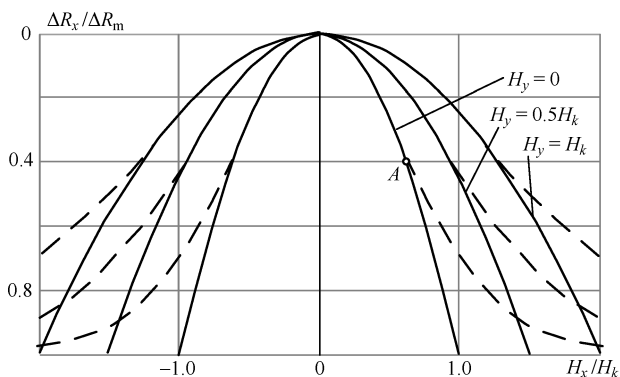


图4.79 单片磁阻抗传感器的传输特性  
(连续曲线——理论值,虚线——实验值)

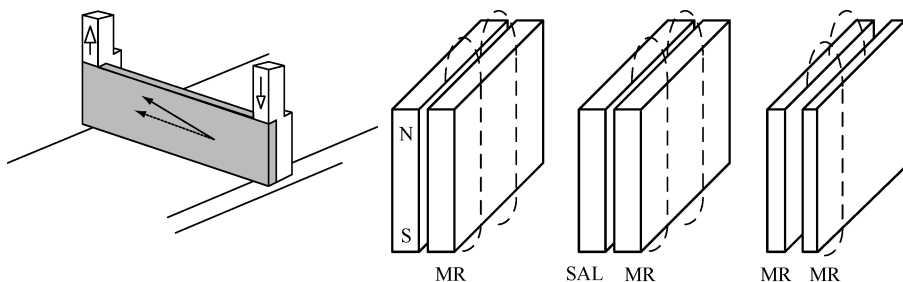


图4.80 单片磁阻抗传感器和薄膜偏置线性化:增加硬磁层,增加软磁层,第二薄膜层传感器



用增加软磁层（软磁相邻层 [SAL]）取代硬磁层是可行的，如图 4.81 所示。这种方法是由 Beaulieu 和 Nepala 提出的（1975），电流流过磁阻层会在邻近软磁层中产生纵向磁场。在偏置磁化层中会产生磁极，这个磁极反过来会在磁层中产生纵向偏置磁场。有时，在磁阻层边缘处新增硬磁层也产生这种偏置（见图 4.81）。

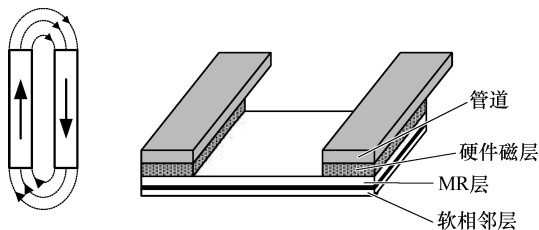


图 4.81 通过相邻的软磁层来偏置磁阻抗薄膜

比起增加无源软磁层，使用第二个磁阻作为 SAL 会更合理。这种技术中，一个单元磁场作为不同传感模式下，磁化偏置另一个单元（见图 4.82）。

使用增加铁磁层来进行磁阻单元的偏置很方便，当传感器需要制作得很薄时，例如在读取磁头中的颗粒和磁畴结构传感器（Mohd Ali 和 Moses, 1989, Nicholson, 2000）。在测量磁场的磁阻抗传感器中，也应用到另外一种技术，如果将薄膜带材从起

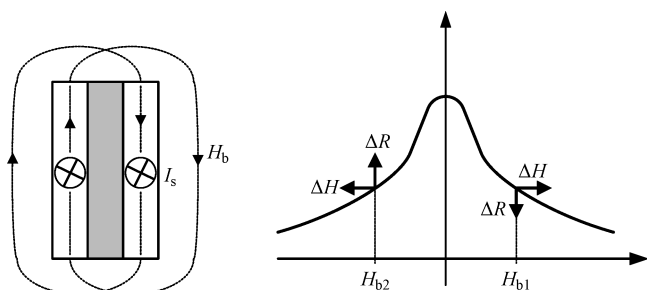


图 4.82 通过应用第二个 MR 层来偏置磁阻薄膜

初的各向异性轴倾斜一个角度  $\varepsilon$ ，引入一个初始角度，来表示当前方向和磁化方向间的改变，如图 2.39 所示（实际上，这与在起始磁化方向设置偏置场或磁场发生改变类似）。

引进（参见图 2.39）关系：

$$\vartheta = \varepsilon - \phi \quad (4.67)$$

则表达式  $\Delta R/R = f(H_x)$  为：

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \left[ \cos^2 \varepsilon - \cos 2\varepsilon \frac{H_x^2}{(H_y + H_k)^2} \right] + 2 \sin 2\varepsilon \frac{H_x}{H_y + H_k} \sqrt{1 - \left( \frac{H_x}{H_y + H_k} \right)^2} \quad (4.68)$$

阻抗的改变  $\Delta R/R = f(H_x)$  包括二次方和，以及准线性分量。令  $\varepsilon = 0$ ，可以得到式 (4.66)，特别的，当  $\varepsilon = \pm 45^\circ$  时，表达式 (4.68) 变为：

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \left[ \frac{1}{2} + \frac{H_x}{H_y + H_k} \sqrt{1 - \left( \frac{H_x}{H_y + H_k} \right)^2} \right] \quad (4.69)$$

这种传感器的传输特性可以由式 (4.69) 和图 4.83 描述。可以发现，当  $H_x$  相对较小时，关系式接近线性：

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} \cong \frac{\Delta \rho}{\rho} \left( \frac{1}{2} \pm \frac{H_x}{H_y + H_k} \right) \quad (4.70)$$

而且， $\varepsilon = 45^\circ$  时的传感器与  $\varepsilon = \pm -45^\circ$  的传感器不同，前者更有优势，这是因为这种传感器容易校正阻抗随温度变化引起的误差。

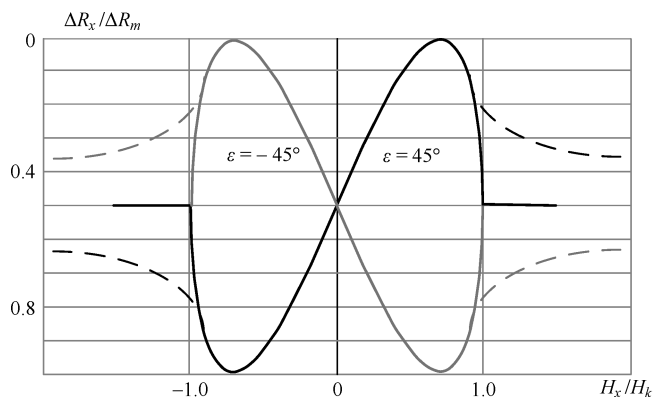


图 4.83  $\varepsilon = \pm 45^\circ$  的磁阻抗传感器传输特性  
(连续曲线——理论值, 虚线——实验值)

最初为得到线性传感器的长磁路曲线, 在薄膜上蚀刻合适的缝隙 (见图 4.84)。图 4.84 给出了这种结构的例子——“交叉缝式”结构是由 Hebbert 和 Schwee 提出 (Hebbert 和 Schwee, 1968), 由 Tumanski 设计出的 (1984)。

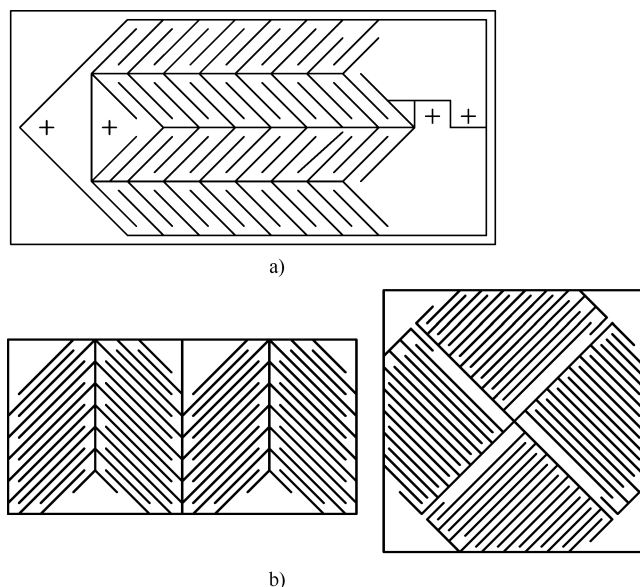


图 4.84 线性磁阻抗传感器的设计

a) 图是由 Hebbert 和 Schwee 提出, b) 图由 Tumanski 提出 (来源于: Hebbert et al. 1966; Tumanski, S. and Stabrowski M. IEEE Trans. Magn., 20, 963, 1984)

图 4.84 所示的线性传感器设计具有很大优势, 由于当磁化路径从各向异性轴开始倾斜时, 各向异性散射增加, 整个传感器更易受到退磁的影响。在这种传感器出现之后, 由飞利浦团队在 1975 年设计的另一种传感器很快的发展起来 (Kuijk et al. 1975,

Kuijk 1997), 传感器结构类似理发店门口转动的风雪杆标志, 图 4.85 给出了这种设计的结构。

这种类似转动风雪杆标志的传感器设计, 优势在于磁化路径沿着各向异性轴。与各向异性轴相关的电流偏转方向, 受到沉积在铁磁层的强导电材料 (金或者是铝) 制成特殊电极的影响。电极偏离各向异性轴  $45^\circ$  角, 如果电极的安装角度为  $\pm 45^\circ$ , 会得到一对不同的传感器。

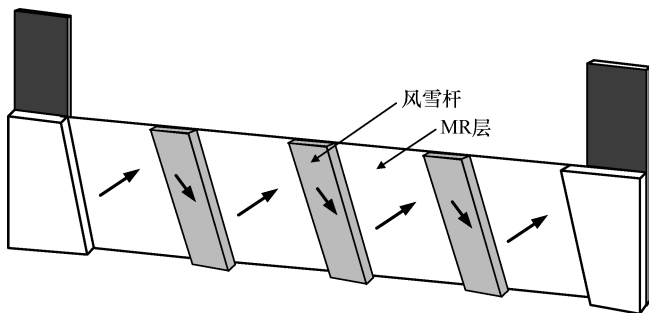


图 4.85 类似风雪杆（理发店门口转动）标志线性传感器的设计

此类设计还有另一个重要特点：在金电极中流过的电流会产生磁场  $H_{y0}$ , 这是附加的偏置磁场部分 (Feng et al. 1997, Haudek Tumanski and Stabrowski 1985)。这个磁场可用来维持传感器不退磁。这个风雪杆传感器中 (见图 4.86) 电流  $I$  产生的磁场可由下式估算：

$$H_{y0} \cong \frac{I}{4\omega a + b} a \quad (4.71)$$

取典型值:  $a = 9\mu\text{m}$ ,  $b = 6\mu\text{m}$ ,  $\omega = 15\mu\text{m}$ ,  $t_{\text{Au}} = 1\mu\text{m}$ , 则 20mA 电流产生的磁场超过 100A/m, 这就能够在没有磁滞情况下得到传感器的传输特性。

在实际的传感器中, 如果测量的磁场不是很大, 内部偏置磁场就足够了。例如, 被测磁场不超过最大磁场的一半 (见图 4.87 线 a)。如果被测磁场超过了最大磁场值, 就会出现磁滞现象 (见图 4.87 线 b)。可在  $y$  轴上施加一个磁场后<sup>⊖</sup>, 再返回到原来的状态。为产生这个磁场, 可用外部永磁铁或在传感器外面绕线圈。有些传感器内已经采用平面线圈, 如果增加一个稳定磁场  $H_{y1}$ , 则会延长磁滞回线的范围 (见图 4.87 线 c)。

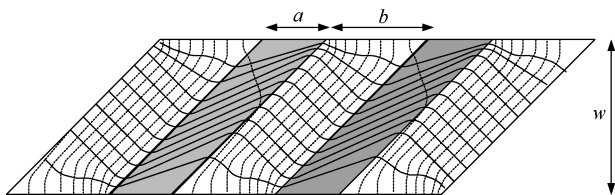


图 4.86 三维等势传感器中计算的电势和电流线  
(来源于: Tumanski, S. and Stabrowski, M.,  
sens. Actuat., 7, 285, 1985.)

图 4.88 给出了“风雪杆电极传感器”的典型结构截面图。迪贝恩和彼得森 (Dibbern And Petersen 1983) 指出了飞利浦公司制造传感器的步骤：

⊖ 推荐外部场与内部偏置的方向相同, 因为输出信号随后与  $1/(H_k + H_{y0} + H_{y1})$  成比例。如果外部场反向, 则  $1/(H_k + H_{y0} - H_{y1})$ , 此时输出信号更大。

1) 表面被氧化硅衬底 ( $1.6\text{mm} \times 1.63\text{mm}$ )。

2) 沉积有粘性的钛层 ( $0.1\mu\text{m}$  厚)。

3) 溅镀坡莫合金层 ( $30\text{nm}$  或  $40\text{nm}$  厚)。

4) 通过光刻精密过程, 形成坡莫合金带材。

5) 在磁场中坡莫合金薄膜退火 (大约  $300^\circ\text{C}$ )。

6) 溅镀钛或钨粘性薄膜 ( $0.1\mu\text{m}$  厚)。

7) 制造金或者铝电极。

8) 激光微调桥接线, 得到  $25^\circ\text{C}$  时的零偏电压。

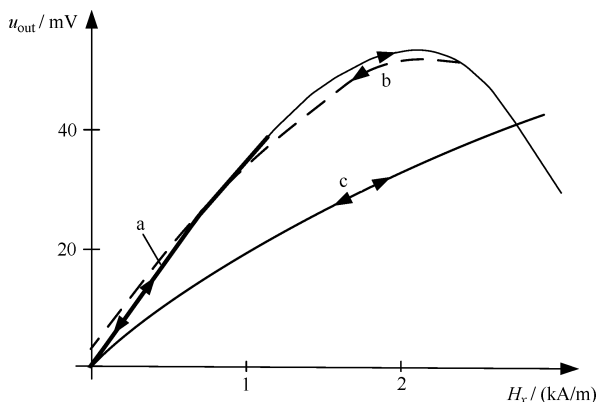


图 4.87 “风雪杆电极传感器”的反馈特性

a—被测磁场没有超过传感器测量范围一半的曲线

b—被测场超过最大值范围曲线 c—施加额外磁

场  $H_{y1}$  后的特性曲线

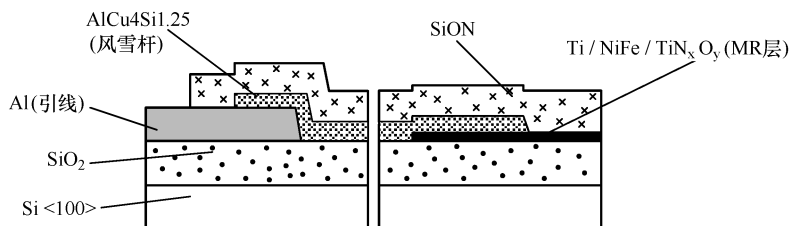


图 4.88 “风雪杆电极传感器”的一种典型结构

(来源于: Linke, S., Pro. Symp. Dortmund, 10, 1992)

当设计 AMR 传感器时, 应考虑退磁磁场  $H_d$ , 因为最终的合成各向异性磁场为:

$$H_k = H_{k0} + H_d \cong \sim H_{k0} + M \frac{t}{w} \quad (4.72)$$

这样, 单路传感器阻抗变化与材料厚度  $t$ 、宽  $w$  以及各项异性磁场  $H_{k0}$  的关系为:

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \left( \frac{1}{H_{k0} + M(t/w)} \right)^2 H_x^2 \quad (4.73)$$

可以通过选择合适的路径和宽度来改变灵敏度。非磁致伸缩坡莫合金 81/19 经常用来作传感器材料, 其参数如下:

1) 磁阻系数  $\Delta \rho / \rho = 2.2\%$ 。

2) 电阻率  $\rho = 22\mu\Omega\text{cm}$ 。

3) 各向异性场  $H_{k0} = 250\text{A/m}$ 。

4) 磁化强度  $M_s = 8.7 \times 10^{-5}\text{A/m}$ 。

穆尔 (Moore et al. 1972) 估计了最高可允许的电流密度为  $10^{10}\text{A/m}^2$ , 但通常这个

值被估计为  $J = (2 \sim 5) \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 。

很多著作中都描述了设计复杂的类似于风雪杆转动的传感器 (Casselman et al. 1980; Dibbern 1983, 1984, 1986, 1989; Tumanski and Stabrowski, 1985; Eijkel and Fluitman 1990; Pant and Krahn 1991; Pant, 1996a, b; Tumanski, 2001)。长度为  $L$  的单通路传感器输出信号由下式决定:

$$V_{\text{out}} = 2JL \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(a/w)}{(a/w) + (b/w)} \times \left(0.5 + 0.14 \frac{a}{w}\right) \frac{1}{H_{k0} + Mt/w + H_{y0}} \quad (4.74)$$

式中,  $H_{y0}$  是自偏置磁场 (见方程 (4.71))。

可以发现参数  $a/w$  与  $b/w$  很重要 (见图 4.86)。这些关系的影响如图 4.89 所示。

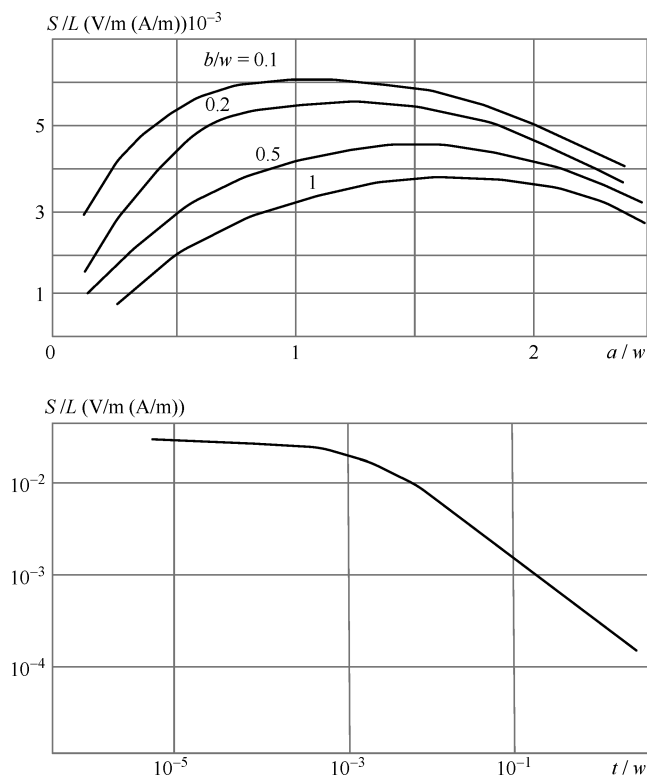


图4.89 “风雪杆电极传感器”的长度  $S/L$  与几何尺寸影响灵敏度变化关系

由图 4.89 中数据可以总结出以下实际设计导则 (Tumanski 2001):

- 1) 电极的宽度  $b$  应尽可能小;
- 2) 对于一个估计的  $b$  值, 对应一个优化的带材宽度  $a$ , 约束在  $(0.5 \sim 1.5)\omega$  内;
- 3) 带材外形比  $t/w$  建议为  $10^{-3}$  (其中, 宽度单位  $\mu\text{m}$ , 厚度单位为  $\text{nm}$ );

表 4.2 搜集了基于飞利浦装置的这种电极传感器典型参数。

表 4.2 飞利浦公司生产的“风雪杆电极传感器”设计参数

| 参 数                           | KMZ10A | KMZ10B | KMZ10C |
|-------------------------------|--------|--------|--------|
| 灵敏度/ [mV/ (kA/m)], 在 $U=5V$ 时 | 80     | 20     | 7.5    |
| 灵敏度/ [mV/V (kA/m)]            | 16     | 4      | 1.5    |
| 范围/ (kA/m)                    | 0.5    | 2.0    | 7.5    |
| $R/k\Omega$                   | 1.3    | 1.7    | 1.4    |
| $H_k/ (kA/m)$                 | 1.2    | 3.8    | 17.6   |
| $t/nm$                        | 33     | 44     | 130    |
| $w/\mu m$                     | 30     | 10     | 6      |
| $b/\mu m$                     | 4      | 4      | 4      |
| $a/\mu m$                     | 10     | 4      | 4      |
| 路径的数量                         | 14     | 13     | 30     |
| 建议 $H_{j0}/(kA/m)$            | 0.5    | 3      | 3      |

有几家生产 AMR 传感器制造商，代表性的生产厂家是飞利浦和霍尼韦尔。图 4.90 展示了这种传感器结构图，表 4.3 收集了传感器的一些重要技术数据。

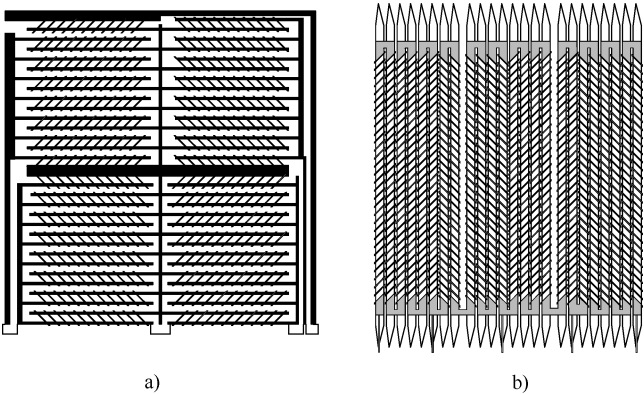


图 4.90 两种“风雪杆电极传感器”的布局  
a) 飞利浦公司 b) 霍尼韦尔公司

表 4.3 AMR 传感器的典型参数

|                                       | KMZ10B (飞利浦公司) | HMC1001 (霍尼韦尔公司)              |
|---------------------------------------|----------------|-------------------------------|
| 灵敏度 ( $U_0=5V$ ) / (mV/kA/m)          | 20             | 200                           |
| 灵敏度 ( $U_0=5V$ ) / (V/T)              | 16             | 160                           |
| 场的范围/ (A/m) / $\mu T$                 | 2000/2500      | 160/200                       |
| 电阻/ $\Omega$                          | 1600 ~ 2600    | 600 ~ 1200                    |
| 线性误差 50% FS                           | 0.5            | 0.1                           |
| 温度误差/(固定 $I_0$ ) [%/K]                | -0.1           | -0.06                         |
| 温度偏移                                  | 15 $\mu V/K$   | 15 $\mu V/K$                  |
| 正交场误差                                 |                | 3% FS ( $H=80A/m$ )           |
| 噪声延迟 (1Hz) / [nV/Hz <sup>-1/2</sup> ] | 15nT (P-P)     | 30nV/Hz <sup>-1/2</sup> (1Hz) |
| 决议 (10Hz)                             | 0.2 ~ 10Hz     | 3nT                           |
| 频率带宽/MHz                              | 0 ~ 1          | 0 ~ 5                         |

从表 4.3 中数据可以看出, 典型 AMR 磁场测量传感器在  $0.2 \sim 2.5\text{mT}$  ( $0.2 \sim 2\text{kA/m}$ ) 量程范围内, 灵敏度为  $20 \sim 200\text{V/T}$ , 可接受小的线性误差——如被测磁场不超过 0.5 倍最大磁场时为 0.1% (若为最大磁场范围, 则增大为 1%)。如果采用电流源供电, 温度误差可以忽略 (若为电压源, 温度误差为  $0.3\%/V$ )。

图 4.91 显示了由里普卡 (Ripka 199a, b) 生产的 KMZ10A1 传感器分辨率参数。图中结果确定测量磁场的 AMR 传感器分辨率可达到几个 nT。但所有的 MR 传感器在  $\mu\text{V/K}$  级都存在相当大的零点漂移。抑制零点漂移的有效的方法是使用交流偏置, 如图 4.6 给出的那样 (Tumanski 1984)。

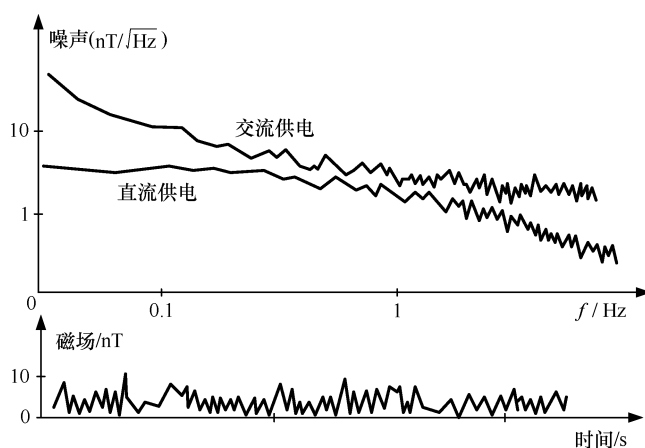


图 4.91 飞利浦公司生产的 KMZ10A1 传感器的分辨率

(来源于: Ripka, P., J., Appl Phys., 79, 5211, 1996a; Ripka, P., J. Magn. Magn. Mater., 157-158, 424, 1996b)

霍尼韦尔在其 AMR 传感器中运用了置位/复位技术降低零点漂移的影响 (参见图 4.92)。为测量磁场  $H_x$ , 传感器首先被“设置”沿着各向异性轴的磁场脉冲启动, 接着复位测量电压状态。合成的磁场为:

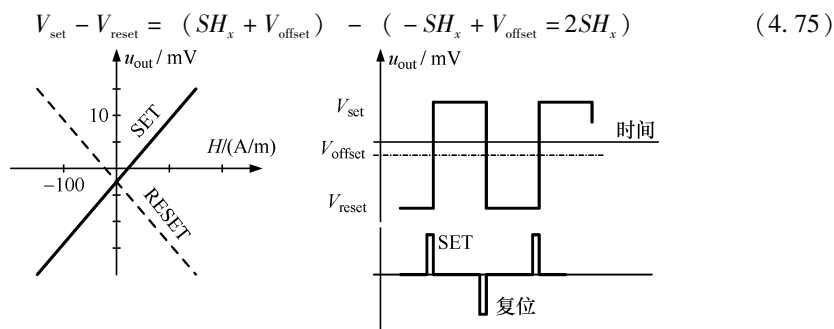


图 4.92 减少温度漂移的置位/复位技术

通过运用置位/复位的方法, 可以将温度偏移误差从  $0.03\%/K$  降低到  $0.001\%/K$ 。

图 4.93 显示了一种带有平面线圈 AMR 传感器的设计, 这种传感器工作在置位/复位模式下。

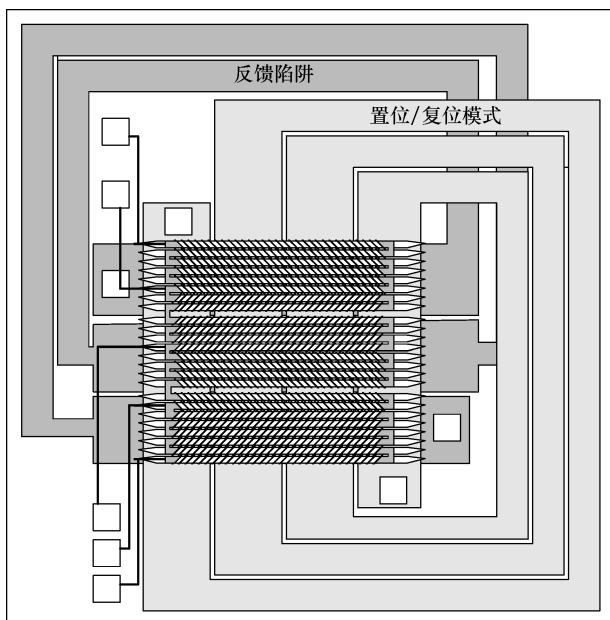


图 4.93 霍尼韦尔公司生产的两平面线圈 HMC1001 传感器——  
一个线圈用来反馈, 另一个线圈用于置位/复位模式

这种置位/复位模式和反馈能够减少 AMR 传感器的第二种缺点: 对正交磁场的敏感性 (交叉场敏感性) (Ripka et al. 2009)。由  $80\text{ A/m}$  正交磁场引起的误差为  $3\% \text{ FS}$  ( $\text{FS}$  为最大磁场), 在使用了置位/复位技术和反馈后, 降低到  $0.5\% \text{ FS}$ 。

图 4.94 给出了一种 AMR 传感器的典型特性。线性度  $0.5\% \text{ FS}$  要比  $0.5\%$  好, 磁滞也小于  $0.5\% \text{ FS}$ , 尽管这种传感器有效面积为  $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ , 它实际的尺寸为  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 。

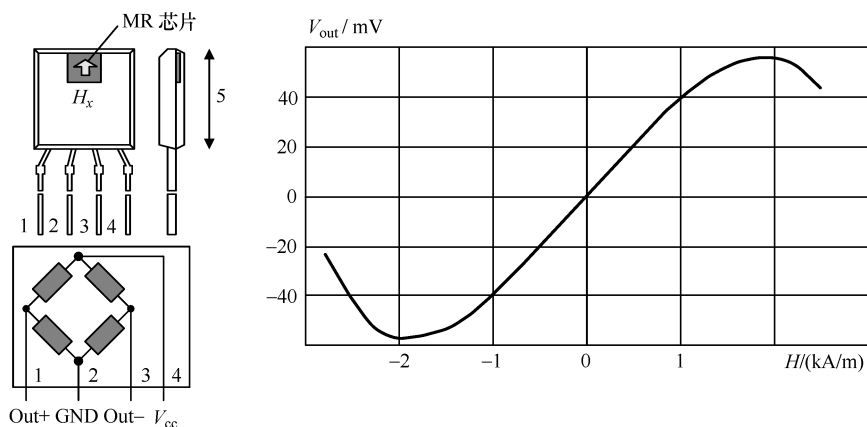


图 4.94 飞利浦公司生产的 KMZ10B 桥式传感器输出电压特性 ( $5\text{ V}$  电源供电)



### 4.4.3 多层 GMR 磁场传感器

4.4.1 节提到的 GMR 传感器，在特殊多层结构如超晶体结构中，阻抗变化很大 (Baibich et al., 1988)。超晶体结构是由人工制成的周期性结构，以替代单晶层——4.4.1 节中提到的超晶体周期性排列：3nm 铁层，间隔着 0.9nm 的铬，重复 40 次形成的 (见图 2.42)。为得到这种结构，采用晶体的分子束取向生长技术，发现在磁场为 200kA/m 时这种效应为 4.2K。

Parkin 很快就重复了这种苛刻的制作条件和测量条件，且使用了更便宜的溅镀技术，在室温下的 GMR 效应也高达 65% (Parkin 等人, 1991)。从这以后，很多人提出了类似的结果——阻抗变化在 30% 左右 (低温时可达 100% 左右)。近年来，这种 GMR 效应<sup>①</sup>逐渐被遗忘，被自旋阀 GMR 效应代替，这种自旋阀 GMR 效应有更高灵敏——多层效应的灵敏度为 0.2% (kA/m) 左右，在 SV 结构中灵敏度为 5% (kA/m) 左右。

当今，SV 结构传感器在实际应用中略胜于传统多层传感器，但后者仍受到关注。这是因为，首先多层传感器磁有很高的磁阻——达到 30%。SV 传感器的磁阻理论上可达到 25%，但实际中很少超过 10%。所以，当传感器需要较大信号时，多层传感器就有优势——凌飞英 (西门子半导体公司改名) 公司称，其生产的巨磁阻多层传感器不需要输出放大器。

SV 结构传感器与多层传感器相比，能更好地作为读取磁头，这是因为其在数字信息 0/1 状态之间有更明显的变化 (Mallinson, 2001)。但是在 MFS 方面，SV 传感器优势并不明显。希尔 (Hill, 2000) 将这两种传感器系列做了比较，其结论是 SV 系列传感器有更高的灵敏度和分辨率，且在 10Hz 时噪声要比 GMR 多层结构传感器小 10 倍。但作为测量矢量场 (不受正交场影响) 传感器，GMR 多层结构传感器则优于 SV 系列，且前者线性度也更好一些。

并不是所有的 GMR 传感器生产厂家都给出了传感器的详细结构，但从一些数据中可以推测出，这种多层传感器仍在使用。

一个 GMR 多层结构传感器单元具有像“三明治”似的三层结构：两个铁磁薄层中间夹着一层很薄的导体层，参见图 4.95。如果这个导体层足够薄，则在两层铁磁层之间会出现耦合现象，引起它们的反平行磁化。电阻变化取决于磁阻因数  $\Delta R$  (铁磁与非铁磁阻抗不同) 和耦合场  $H_s$  的值：

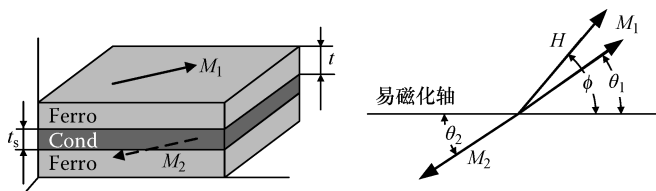


图 4.95 类似三明治的多层 GMR 传感器结构

① 这种效应没有名字——有时称为多层 GMR，但是 SV 也是多层的，有时称三明治结构——但 SV 也是三明治结构。在本书中，这种效应称为多层 GMR。

$$R_H = R + \Delta R \left[ 1 - \frac{h_x^2}{(H_k + H_s)^2} \right]$$

(4.76)

通常，用钴作为铁磁层材料，铜作为导体层材。有时候也使用坡莫合金代替钴，坡莫合金有较小的磁阻，但是有更高的灵敏度（见图 4.96）。

表 4.4 给出了多种材料 GMR 传感器的典型数据，中间间隔层厚度选择主要考虑反铁磁性耦合，比如钴/铜传感器，中间层为 0.8nm 或者 2nm（参见图 4.76）。铁磁层应该尽可能的薄，但是太薄的话磁阻就会消失（Sato et al.，1993）。另一方面，有更多的双分子层就有更高的磁阻，由表 4.4 可以看出，这个双分子层重复 50 次是有可能的。整个结构的厚度有限制，如够厚度达到 100nm

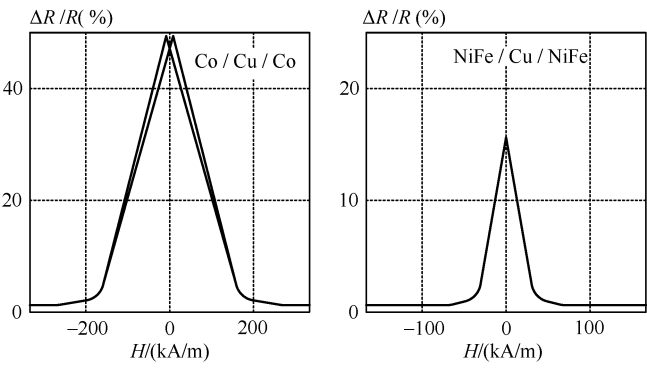


图 4.96 多层 GMR 传感器的典型特性：16 层的 Si/Fe5/（Col/Cu0.9）和 14 层的 Si/NiFe5/（NiFe1.5/Cu0.8）  
（来源于：Parkin, S. S. P. et al.，Phys. Lett.，66，2152，1991，S. S. P.，Appl. Lett.，61，1358，1992）

左右时，观察到磁阻就不再增加了（Sato et al.，1993）。通常会在这些层之间增加一个缓冲层，很薄钴层或钴基合金层可增加巨磁阻（GMR）效应（Parkin，1992；Hosoe et al. 1992；）（参见图 4.97）。

表 4.4 多层 GMR 传感器的一些参数（T = 300K）

| 结 构                  | $\Delta R/R$ (%) | $H_s/(kA/m)$ | $\Delta R/R; H_s$ (%; kA/m) | 参考                   |
|----------------------|------------------|--------------|-----------------------------|----------------------|
| (Fe0.5/Cr1.2) × 50   | 42               | 6400         | 0.06                        | Schad et al. (1994)  |
| (Co1.0/Cu0.8) × 30   | 38               | 450          | 0.08                        | Grundy et al. (1993) |
| (Co0.8/Cu0.8) × 0    | 70               | 880          | 0.08                        | Parkin et al. (1991) |
| (FeCo1.5/Cu0.9) × 30 | 32               | 160          | 0.20                        | Jimbo et al. (1993)  |
| (NiFe1.5/Cu0.8) × 14 | 16               | 56           | 0.28                        | Parkin(1992)         |
| (NiFe2.0/Cu1.0) × 30 | 18               | 56           | 0.32                        | Sato et al. (1993)   |
| (NiFe3.0/Au1.2) × 12 | 10               | 32           | 0.31                        | Parkin(1994)         |
| AMR sensor           | 1.6              | 1            | 1.6                         |                      |

与 AMR 传感器相比，GMR 传感器很明显的一个缺点就是，很难做到差动连接时的温度误差补偿（在 AMR 传感器中，很容易使电流方向偏离各向异性轴 + 45° 或 - 45°）。制造差动传感器方法是增加磁场来偏置传感器，如图 4.98 所示。

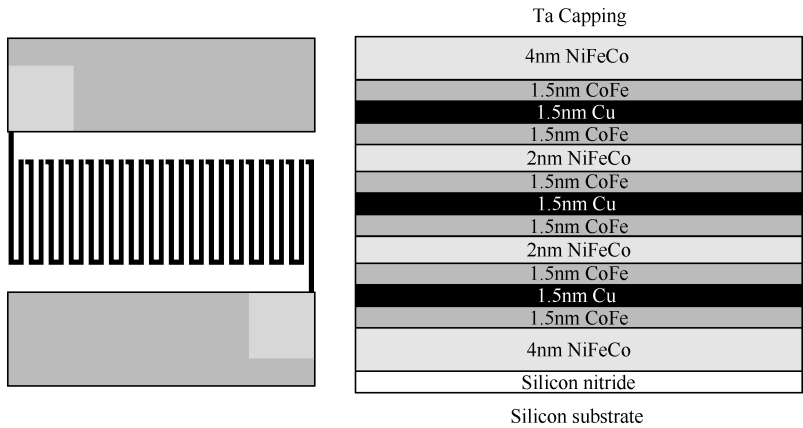


图 4.97 NVE 公司提出的多层 GMR 传感器结构模型  
(From Daughton, J. , Proc. IEEE, 91, 81, 2003)

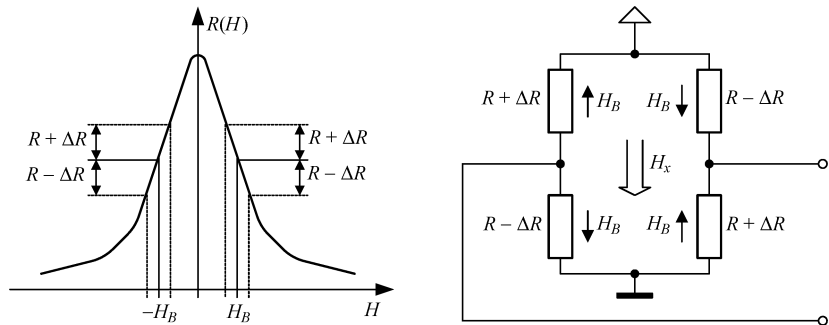


图 4.98 通过增加偏置得到的差分 GMR 传感器

希尔通过增加硬磁层来得到差分偏置磁阻（见图 4.99）。传感器包含着 6 个 NiFe-Co2.6/Cu2.3 双分子层。这种结构的传感器，在磁场范围为  $\pm 800 \text{ A/m}$  时，灵敏度为  $20 \text{ mV/VkA/m}$  ( $150 \text{ mV/kA/m}$ )。在带宽为  $10 \text{ Hz} \sim 10 \text{ kHz}$  之间时，噪声为  $0.28 \times 10^{-6} \text{ A/m}\sqrt{\text{Hz}}$ 。施加磁场后传感器的输出如图 4.99 所示。

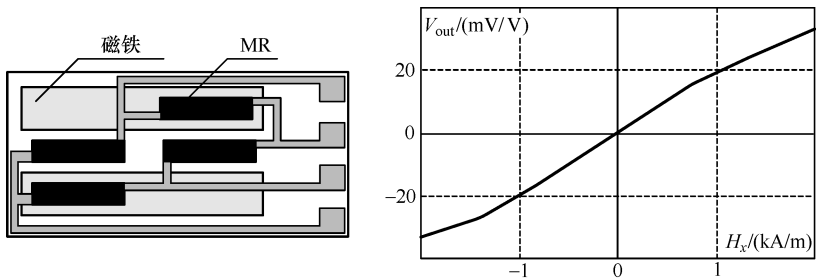


图 4.99 磁层间差分偏置磁阻的自旋传感器  
(From Hill E. W. et al. Sen. Actuat. , A59, 30, 1997)

不同磁场的磁阻偏置技术是很复杂的，因此，更多情况下会采用一对主动和一对被动磁阻。NVE 公司给出这种传感器的一个例子，如图 4.100 所示。一对（被动）传感器被一层坡莫合金薄膜层屏蔽覆盖，相同的坡莫合金层充当了一对主动磁阻的磁通集中器。

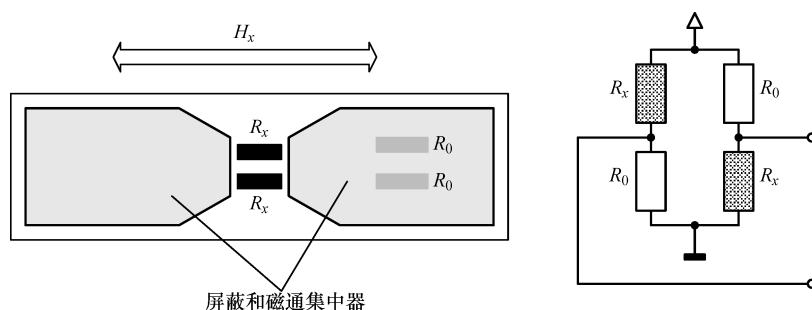


图 4.100 装有屏蔽和磁通集中器的 GMR 桥式传感器

第一个商业化 GMR 传感器是 1995 年由 NVE 公司生产的（Daughton et al. 1993, 1994 Daughton 1999, 2003）。图 4.101 给出了两个 NVE 公司的桥式传感器输出电压特性曲线。与 KMZ10 传感器相比，GMR 传感器磁场范围还是可比较的（尽管 NVE 公司的 GMR 传感器采用大约  $10 \times$  磁通集中器）。GMR 传感器输出信号为 AMR 的 5 倍，传输特性也存在着滞后——AA 型传感器为 4%，AAH 型为 15%。与 AMR 传感器相比，GMR 传感器不易受到正交磁场的影响。

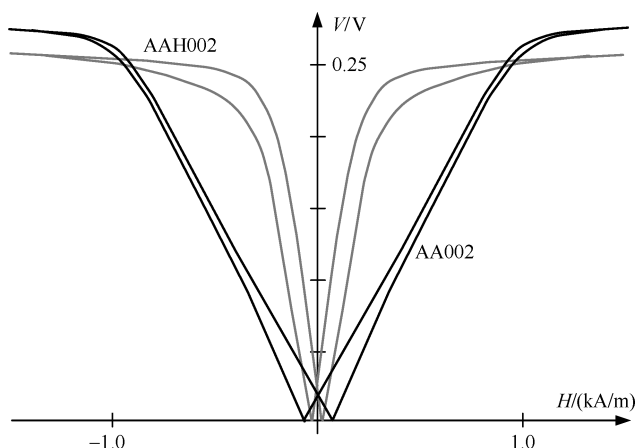


图 4.101 典型的 GMR 桥式传感器的电压输出特性，5kV 电压供电的（NVE 分类）

AA002 型传感器阻抗为  $5k\Omega$ ，饱和磁场  $H_s = 1.2kV/m$ ，灵敏度  $S = 4.2mV/V \text{ Oe} = 52mV/(VkA/m)$ 。AAH002 型传感器阻抗  $2k\Omega$ ，饱和磁场  $H_s = 0.5kV/m$ ，灵敏度  $S = 18mV/V \text{ Oe} = 144mV/(VkA/m)$ ，图 4.102 给出了这种传感器的一种典型设计。

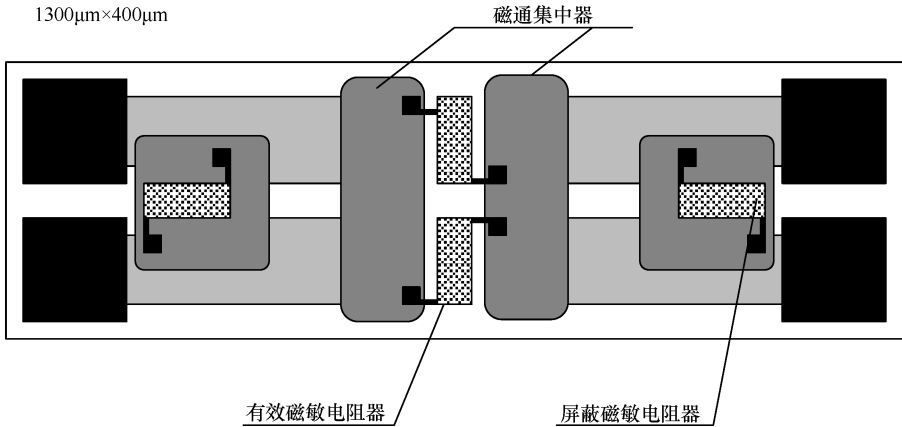


图 4.102 NVE 公司生产的 GMR 传感器的典型设计

4.4.4 自旋阀式的巨磁阻磁场传感器

巨磁阻效应出现在薄磁层在由反平行排列转为平行排列的过程中。在多层传感器中，反平行排列是由两层间强耦合引起。耦合磁场  $H_s$  相当大（见表 4.4），因此灵敏度比较小，要克服这个耦合场需要较大的外部磁场。

从 1990 年开始，很多学者（Barmas et al. 1990，Chaiken et al. 1991）指出无耦合结构中的 GMR 效应，反平行排列可被人为生成。这种传感器就是无耦合 GMR 传感器，或叫伪 SV 传感器，图 4.103 给出了 SV 传感器的工作原理。

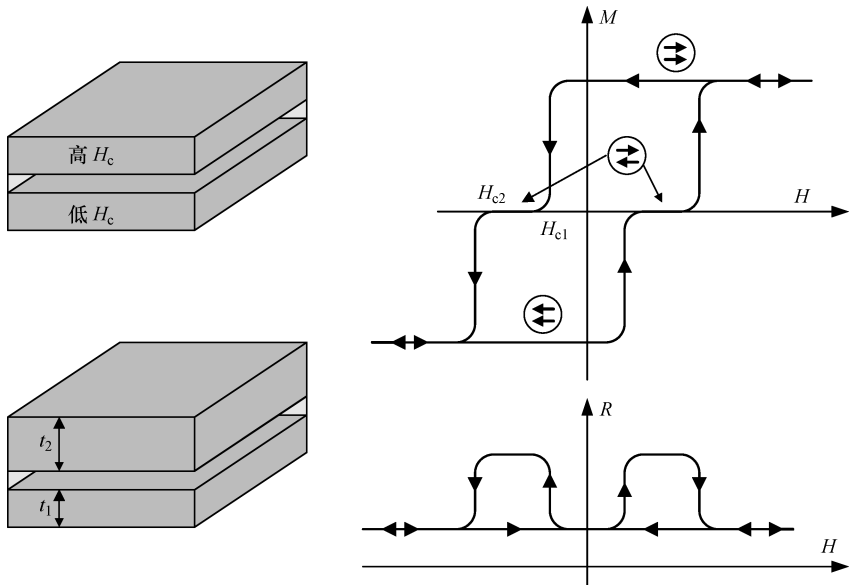


图 4.103 无耦合 GMR 传感器的工作原理

在无耦合 GMR 原理图中，两个磁层之间距离要比多层耦合结构中距离要大，因

此，并没有产生这种反铁磁排列，两磁层在同一个方向上被磁化。但是，这两个铁磁层按着另外一种方式磁化——第一层作为“自由层”磁化比较简单，第二层“固定层”需要更高的磁场磁化。通常情况下，“自由层”显示的矫顽磁力要低于“固定层”。为了得到不同的矫顽力，每层使用不同材料（例如，一层使用钴，另一层使用NiFe），或者两层材料相同但是厚度不同，或通过技术手段改变矫顽力。

如图 4.103 所示，在初始状态（ $H=0$ ），两层在同一个方向上磁化。接着，如果增加磁场，“自由层”（小的  $H_{c1}$ ）的磁化首先开始改变，这就得到反铁磁排列的过渡过程，与此同时，阻抗也迅速增加。如果进一步增加磁场，当到达矫顽磁场  $H_{c2}$ ，“固定层”也开始改变磁化方向，这样就返回到铁磁排列，同时，阻抗再次降低，如图 4.103 所示。

近年来，无耦合（或者叫伪 SV）结构很少应用，这是由于 SV 传感器表现出了更好的性能。在 1991 年，戴尼（Dieny et al., 1991）提出另一种固定其中一个磁层的方法。他使用邻近反铁磁层与铁磁层的交换偏置，称为交换耦合。

交换耦合是 1956 年由 Meikejohn 和 Bean 发现的（Meikejohn and Bean 1956）。如果在多层中将一个铁磁层和一个反铁磁层结合起来，就会出现被称为交换各向异性的耦合。其结果是，铁磁层被交换磁场  $H_{ex}$  进行了偏置，铁磁层磁滞也发生位移，如图 4.104 所示。通过这种方法，可从反铁磁材料上沉积附加层，得到一个稳定的固定层。表 4.5 显示了 SV 传感器中“固定层”所采用典型反铁磁材料的特性。

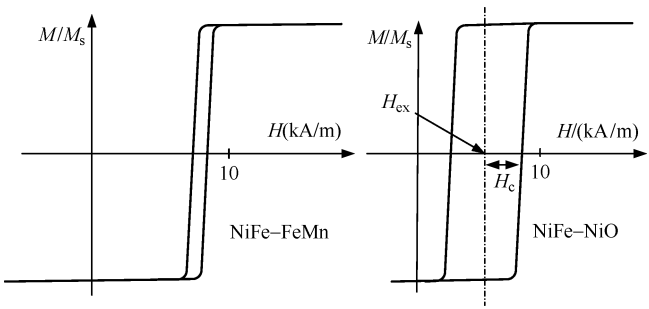


图 4.104 坡莫合金层与 FeMn 或 NiO 反铁磁层互换耦合的磁滞回线

表 4.5 反铁磁材料所选择的参数

|             | FeMn | IrMn | NiO | NiMn |
|-------------|------|------|-----|------|
| 交换磁场/（kA/m） | 6.2  | 3.6  | 3.7 | 16   |
| 矫顽场/（kA/m）  | 0.5  | 2.5  | 2.8 | 9.3  |
| 阻塞温度/℃      | 150  | 310  | 200 | 450  |
| 奈尔温度/℃      | 230  | 420  | 250 | 800  |
| 临界厚度/nm     | 7    | 15   | 35  | 25   |

FeMn 经常被用作反铁磁材料，这是由于沉积过程中的坚固性和材料设计的灵活性（Coehoorn et al., 1998）。然而，这种材料的抗腐蚀性却不好。

反铁磁材料的一个重要参数是阻塞温度，这个温度指偏置磁场消失的温度。FeMn

材料的锁定温度相当低，NiMn 阻塞温度比较高，但是需要经过退火处理，有可能影响到其他层。与 FeMn 相比，可以选择 IrMn 材料。

图 4. 105 给出了一个 SV 传感器工作原理图。刚开始 ( $H_x=0$ )，两个磁层的磁化方向平行，若增加磁场，“自由层”磁化方向反向，而“固定层”的磁化方向保持不变，这样就得到反平行排列，传输过程会引起阻抗很大、接近线性的改变，这一段特性可用来制作传感器。当外部磁场超过了交换磁场，“固定层”就开始改变磁化方向，又回到了平行排列方向，通常这段特性存在较大的矫顽磁力环。图 4. 106 给出了试验中得到的 SV 传感器特性曲线。

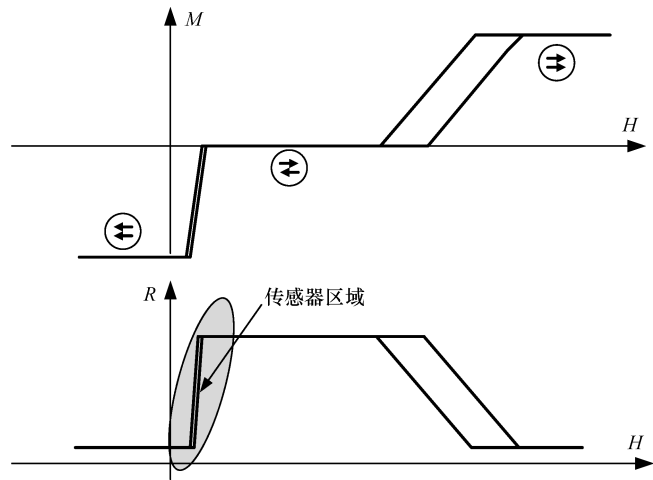


图 4. 105 SV 传感器的工作原理

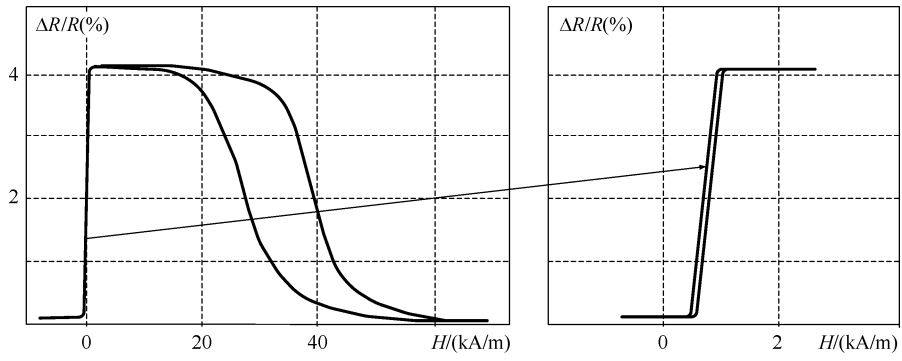


图 4. 106 含有 NiFe<sub>6.2</sub>/Cu<sub>2.2</sub>/NiFe<sub>4</sub>/FeMn<sub>7</sub> 结构的 SV 传感器特性曲线

(来源于: Dieny, N. et al. , J. Magn. Magn. Mater. , 93, 101, 1991a; Dieny, B. et al. , J. Appl. Phys. , 69, 4774, 1991b. )

比较图 4. 96 多层传感器 GMR 传感器与图 4. 106 给出传感器的特性，可以发现，多层传感器的阻抗改变很小，内部磁场也很低。

有时采用合成反铁磁材料来替代传统的反铁磁材料作为铁磁“固定层”。固定层通

常采用三明治结构（典型的是：钴/钌/钴），确保两个钴层距离较小时，磁化是反平行的，如图 4.107b 所示（Vanden Berg et al. 1996, Leal and Kryder 1998, Zhu 1999）。这种合成反铁磁性材料可以由反铁磁材料提供。

在 SV 传感器中，不可能通过增加层数来增大阻抗改变（对多层的 GMR 传感器可以这样做）。只能采用对称双层结构使磁阻抗增大 1 倍（见图 4.107c）。

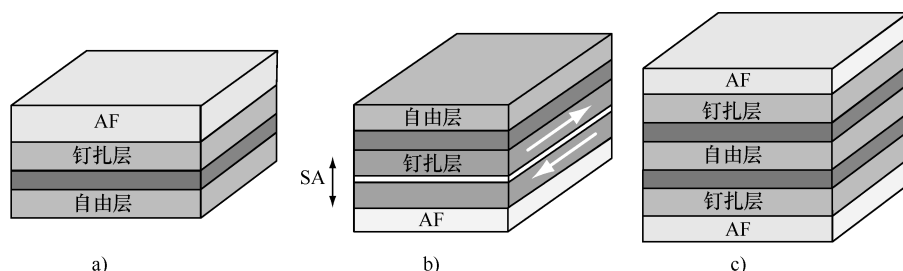


图 4.107 a) 传统的自旋传感器 CSV, b) 合成的反磁体传感器 SAF, c) 双自旋传感器

通常，SV 传感器材料在两层坡莫合金层中间夹一铜层。一般情况下“钴-铜-钴”结构可得到很大的阻抗，但这种结构的磁滞非常大（见图 4.108）。然而，Parkin 证明在“FeNi-Cu-FeNi”结构中增加一个钴层，可以同时得到较小磁滞和较大阻抗（见图 4.109）。

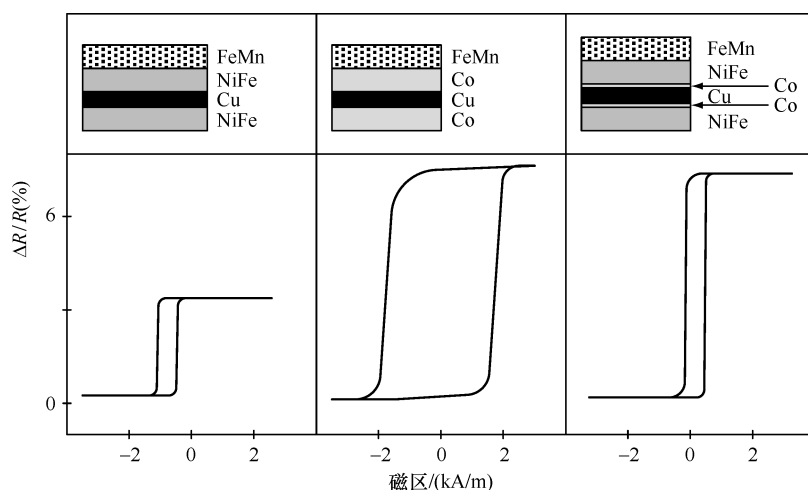


图 4.108 自旋磁阻传感器的典型结构

（来源于：Parkin, S. S. P., Giant magnetoresistance and oscillatory interlayer coupling in polycrystalline transition metal multilayer, in Ultrathin Magnetic Structure H, Springer Verlag, Berlin, Germany, 1994, pp. 148-186.）

中间的间隔层（多数由钴制成）厚度要仔细选择，因为如果选得太薄，两个铁层的耦合作用很强，导致灵敏度低。但间隔层太厚就会导致分流效应。图 4.109 给出



铜层厚度对 SV 传感器特性影响例子。

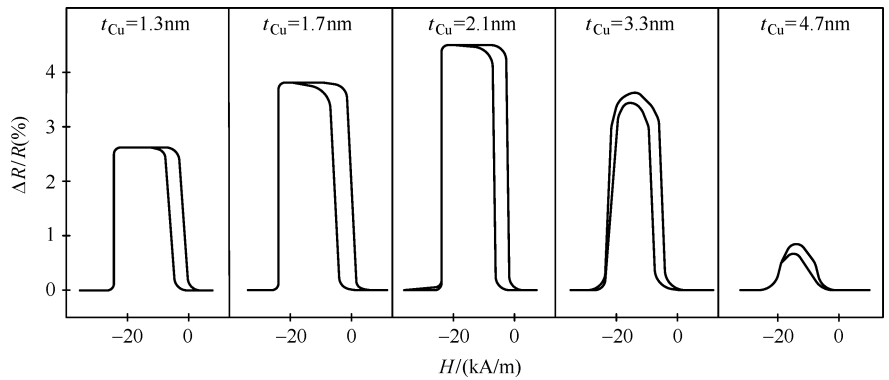


图 4.109 铜层厚度对自旋传感器性能的影响

(来源于: Rijks, Th. G. M. et al. , Appl. Phys. Lett. , 65, 916, 1994a; Rijks, Th. G. M. et al. , J. Appl. Phys. , 76, 1092, 1994b. )

表 4.6 给出了 SV 传感器的一些典型参数。与多层传感器相比 (参见表 4.4), 磁场变化范围小, 但是灵敏度比较高。这种 SV 磁阻抗传感器适用于数字化信息读数。图 4.110 给出了 SV 读取磁头的一个设计方案。

表 4.6 传感器自旋结构的参数选择 (室温下)

| 结 构                     | $\Delta R/R$ (%) | $\Delta H_0/$ (kA/m) | $\Delta R/R; \Delta H_s/$ (%; kA/m) |
|-------------------------|------------------|----------------------|-------------------------------------|
| NiO/Co/Cu/Co/Cu/Co/NiO  | 24.8             | 3.3                  | 7.51                                |
| Ta/NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Ta | 4.2              | 0.8                  | 5.2                                 |
| Co/Cu/Co/FeMn/Cu        | 6.9              | 0.8                  | 8.6                                 |
| NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Cu    | 2.7              | 0.4                  | 6.7                                 |

(来源于: Egelhoff et al. (1995), Dieny, B. , J. Magn. Mater. , 136, 335, 1994; Dieny, B. et al. , J. Magn. Mater. , 151, 378, 1995)

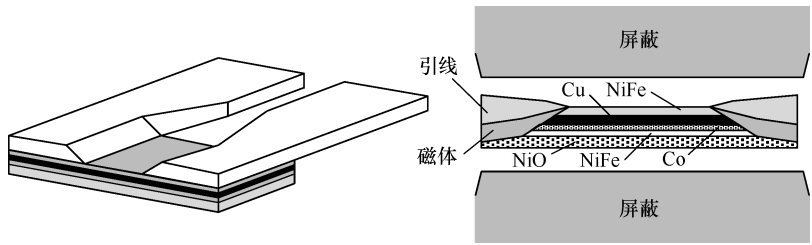


图 4.110 自旋读数磁头的设计: 无屏蔽和有屏蔽

这种类型的传感器不像多层传感器那样有很大的阻抗变化, 且传感器是非线性和有磁滞的。与多层传感器相同, 通过差分来矫正温度误差是比较困难的, 如图 4.111 所示。

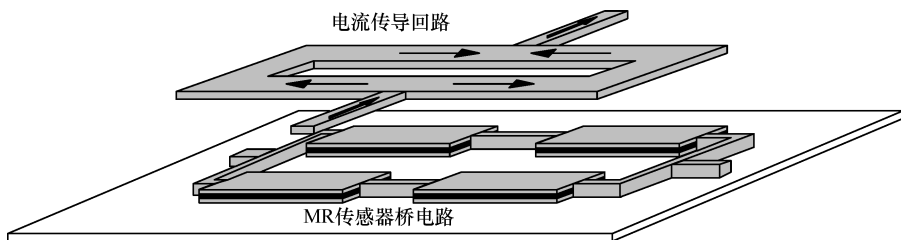


图 4.111 差分偏置磁阻自旋传感器的设计

(From spong, J. K. et al., IEEE Trans. Magn., 32, 366, 1996.)

Spong 提出 (Spong et al. 1996), 使用附加电流导体层来作为偏置。SV 传感器制备层结构: Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>100/Ta5/Fe-Ni<sub>4.2</sub>/Co<sub>0.7</sub>/Cu<sub>2.5</sub>/Co<sub>0.9</sub>/FeNi<sub>3.2</sub>/FeMn<sub>15</sub>/Ta<sub>0.5</sub>, 磁阻抗为 5.8%, 传感器分辨率与噪声关系为  $0.26\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 非线性误差不超过 2% FS, 这种传感器的特性如图 4.112 所示。

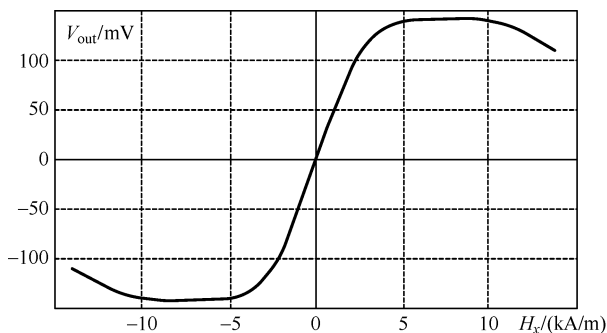


图 4.112 图 4.111 中自旋传感器的性能曲线 (供电电压 5V)

(来源于: Spong, J. K. et al., IEEE Trans. Magn., 32, 366, 1996)

另一种线性 SV 传感器是由 NVE 公司的一个团队提出

(Qian et al., 2003, 2004), 如图 4.113 所示。他们使用一对“正阻抗”与一对“负阻抗”(有屏蔽覆盖)磁阻抗层——如图 4.100 所示。在这种设计中, 增加了一个自由层——增大磁特性 (减少磁滞), 因为这个间隔层有较大电阻率, 只有第一个自由层对巨磁阻有贡献。另外, 固定层是垂直磁化的, 这可提高线性度。通过改变附加自由层的厚度来改变内部偏置磁场, 可将工作点移到特性曲线的线性区。

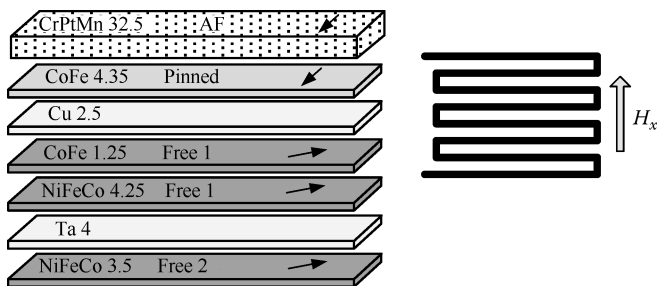


图 4.113 NVE 公司生产的线性自旋传感器

(来源于: Qian, Z. et al., IEEE Trans. Magn., 39, 3322, 2003; Qian, Z. et al., IEEE Trans. Magn., 40, 2643, 2004.)

图 4.114 给出了这种传感器的输出特性, 磁阻抗呈  $4\mu\text{m}$  的螺旋形, 巨磁阻效应为 5.4%, 线性误差小于 0.05%。尽管这种磁阻本身并没有磁滞, 但传感器整体也存在小的磁滞, 因为有电流集中器的影响。

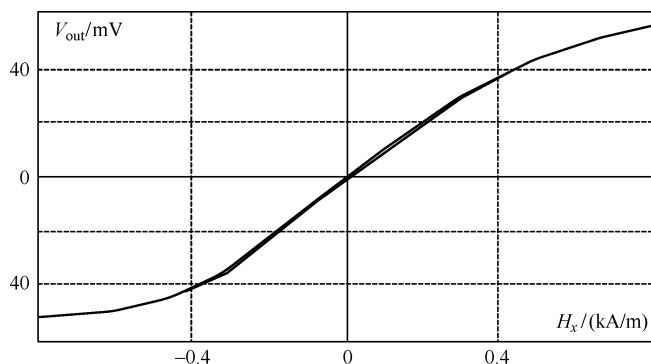


图 4.114 NVE 公司生产的桥式自旋传感器响应曲线 (施加电压 5V)

(来源于: From Qian, Z. et al., IEEE Trans. Magn., 39, 3322, 2003;

Qian, Z. et al., IEEE Trans. Magn., 40, 264, 2004.)

#### 4.4.5 旋转—从属隧道巨磁阻磁场传感器

基于自旋的从属隧道传感器 (SDT) (称为 MTJ 或隧道磁阻 [TMR]) 是理论预测超前技术很好的例子。1971 年由 Tedrow 和 Meservey 公布第一次发现在两个反铁磁层间存在 SDT 效应。后来, 在 1975 年 Julliere 公布了铁/锗/钴层接触面处的 SDT 效应。这些实验均是在低温下进行的。

Julliere 提出了一个 SDT 效应的理论模型, 并预言在铝-氧化铝-铁层的界面处, 磁阻会增加 26%。1989 年 Slonczewski 给出两个反铁磁层间隧道效应的解释。但在那时还有一个障碍——要制备如此薄的、没有缺陷 (针孔) 的绝缘层很困难。

在 1995 年, 对在室温下成功制备和研究薄反铁磁层隧道结进行了报道 (Miyazaki and Tezuka 1995a, b, Moodera 等人, 1995)。这两个小组使用波滤层, 紧挨着是氧化铝层, 解决了绝缘层的障碍。很多实验都验证了 Julliere 的模型, MTJ 效应的扩充描述也在许多文献开始出现了 (Gallagher et al. 1997, Daughton 1997, Moodera et al. 1999, Tsymbal et al. 2003)。

从 Julliere 模型可以预测, 室温下 TMR 效应可以增加至 70%。实际上, 通过对各种隧道结的研究可以发现, 基于 CoFeB 非晶层隧道结效应可以达到 70.4% (Wang et al. 2004), 这是报道中在氧化铝阻挡层的最大 TMR 效应。

在研究和应用 TMR 效应过程中的转折点, 是用 MgO 微晶阻挡层来替代非晶氧化铝间隔层。2001 年 Butler 和 Mathon 理论预测: 若果间隔层有合适的晶体纹理, 且铁磁层也有与间隔层相同纹理, 这种一致隧道现象对增大 TMR 效应非常重要。

实际上在 2004 年, 有两个团队 (Parkin et al. 2004, Yuasa et al. 2004) 都提出在室温下采用 MgO 来增加 TMR 效应, 这种 TMR 比可以增至 180% 和 220%。从那以后研究一直持续进行, 直到更高的 TMR 效应被报道出来 (参见图 4.78 和图 4.118)。这种合

适的晶体纹理可以通过使用 MBE 外延沉积技术,或更容易的,晶体低温退火后再结晶得到。

这种隧道磁阻接触面的设计类似于 SV 结构,两个铁磁层被一个薄的绝缘层分开,这个绝缘层通常用反铁磁层作为载体。但最主要的不同在于,隧道结中使用的是正交效应,这就意味着电流垂直于薄层表面,如图 4.115 所示。这种传感器的几何结构对存储器应用很有帮助。

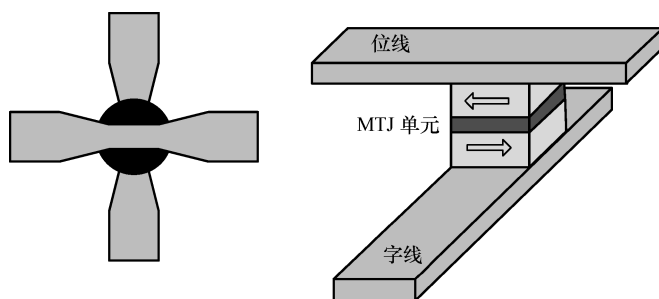


图 4.115 MTJ 传感器的设计 (右侧是 MRAM 存储器的应用)

MTJ 效应的 Julliere 模型可以由以下式表示 (参见图 4.116):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{2P_1P_2}{1 + P_1P_2} \quad (4.77)$$

其中  $P$  就是自旋极化:

$$P = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n \uparrow + n \downarrow} \quad (4.78)$$

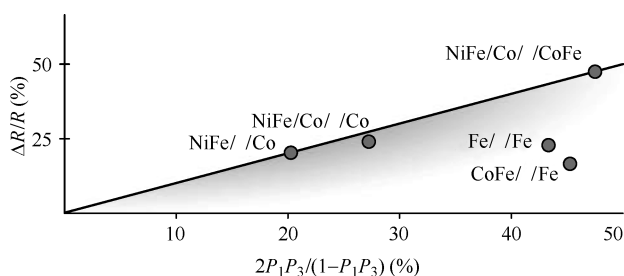


图 4.116 Julliere 模型的 TMR 效应 (圆点是实验数据)

(来源于 Inomata, K. and Sakakima, H., Tunnel type GMR devices, in Giant Magnetoresistance Device, Chapter 5, Springer, Berlin, Germany, 2002.)

检测到铁的自旋极化率为 44%, 钴为 34%, 镍为 11% (Meservey et al., 1994)。图 4.117 给出了铝基 MTJ 特性的为 70%, 且从这个关系得到  $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$  的极化率为 61%。

图 4.118 给出了报道中发现的伪 SV 隧道结的最大 TMR 效应 (Lee et al., 2007), 表 4.7 给出了在室温下不同 TMJ 结构的最大 TMR 效应比。可以看到发现了高达 500%

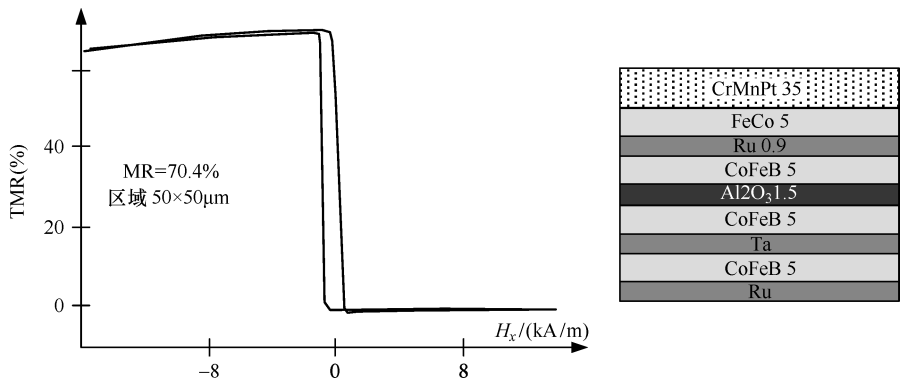


图 4.117 Al 基的 MTJ 传感器的 TMR 响应  
(来源于: Wang, D. et al. IEEE Trans. Magn. , 40, 269, 2004)

的 MR 效应。

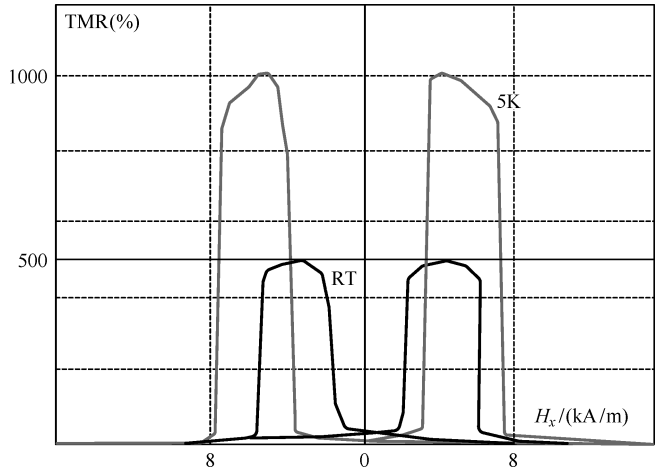


图 4.118 MgO 基 MTJ 传感器 (有两个 4.0 和 4.3CoFeB 电极和 2.1nm 厚的 MnO 层) 的 TMR 响应  
(来源于: Lee, Y. M. et al. , Appl. Phys. Lett. , 90, 212507, 2007. )

表 4.7 在室温下各种 MTJ 结构传感器的最大 TMR 效应

| 固定层      | 自由层         | TMR [ % ] |
|----------|-------------|-----------|
| Al-O 基   |             |           |
| CoFe     | CoFe        | 42        |
| CoFeB    | CoFeB       | 70        |
| MgO 基    |             |           |
| Co50Fe50 | Co40Fe40B20 | 50        |
| Co90Fe10 | Co40Fe40B20 | 75        |

(续)

| 固定层                     | 自由层         | TMR [%] |
|-------------------------|-------------|---------|
| Co40Fe40B20             | Co90Fe10    | 130     |
| Co40Fe40B20             | Co50Fe50    | 277     |
| Co40Fe40B20             | Co40Fe40B20 | 355     |
| Pseudo spin Valve MgO 基 |             |         |
| Co40Fe40B20             | Co40Fe40B20 | 450     |
| Co20Fe60B20             | Co20Fe60B20 | 500     |

来源: Parkin, s. s. p. et al., J. Appl. phys., 85, 5828, 1999; Wang, D. et al., IEEE Trans. Magn., 40, 2269, 2004; Ikeda, s. et al., IEEE Trans. Electron. Dev., 54, 991, 2007.

TMR 传感器也存在几个严重的缺点, 一个就是随着供电电压的增加, TMR 比迅速下降。如果施加多重偏置电压与 TMR 效应, 可得到最佳的供电偏置电压值, 如图 4.119 所示。对于铝基 MTJ 装置来说, 最佳偏置电压值为 0.3 ~ 0.7V, 而锰基装置最佳电压值为 0.5V 左右。一种对 5V 供电的 MFS 解决方法就是串联多个 MTJ (Tondra et al. 1998)。

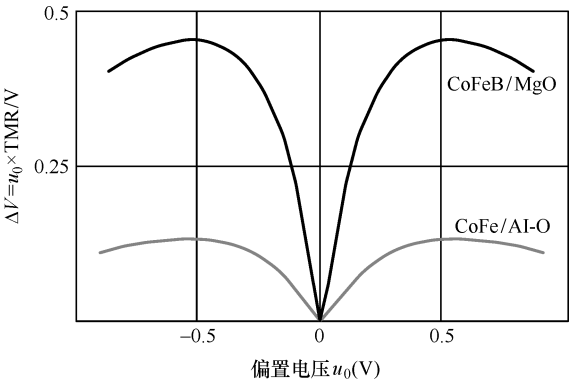


图 4.119 MTJ 传感器偏置电压与信号电压的关系曲线

(来源于: Ikeda, S. et al., IEEE Trans Electron. Dev., 54, 991, 2007)

在使用 MTJ 作为 MFS 时会出现另一个问题, 如图 4.120 所示, 存在非线性和磁滞。有一个改善方法就是增加一个横向偏置发生磁场, 例如, 增加一个硬磁层 (Tondra et al. 1998), 或者是增加一个平面线圈 (Daughton 2003)。

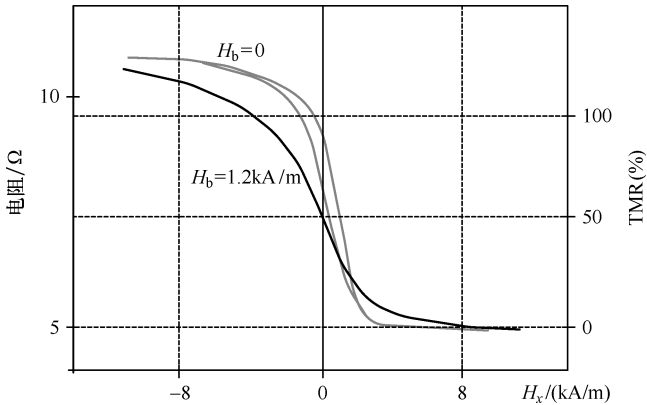


图 4.120 MTJ 传感器在有偏置场和无偏置场的传输特性

(来源于: Freitas, P. P. et al., J. Phys. Condents. Matter, 19, 16221, 2007.)



NVE 公司生产的 SDT 传感器灵敏度为  $37\% / (\text{kA}/\text{m})$  或者  $30\% / \text{mT}$ 。另外具有  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  级分辨率的氧化锰栅传感器也生产出来 (Chaves et al., 2007, 2008, Almeida et al., 2008)。 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Nb}_4$  传感器磁导架是直径为  $14 \sim 50\mu\text{m}$  的圆柱体形式。

图 4.123 给出了一种氧化锰基 SDT 传感器的设计及其传输特性, 其磁阻抗主要包括以下各层:  $\text{Ta}3/\text{CuN}30/\text{Ta}5/\text{PtMn}20/\text{CoFe}2.5/\text{Ru}0.7/\text{CoFeB}3/\text{MgO}1.2/\text{CoFeB}3/\text{Ta}5/\text{TiW}(\text{N}2)15$ 。估计灵敏度为  $870\% / \text{mT}$ , 背景噪声水平在  $10\text{Hz}$  时为  $100\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 在  $500\text{kHz}$  时为  $2\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

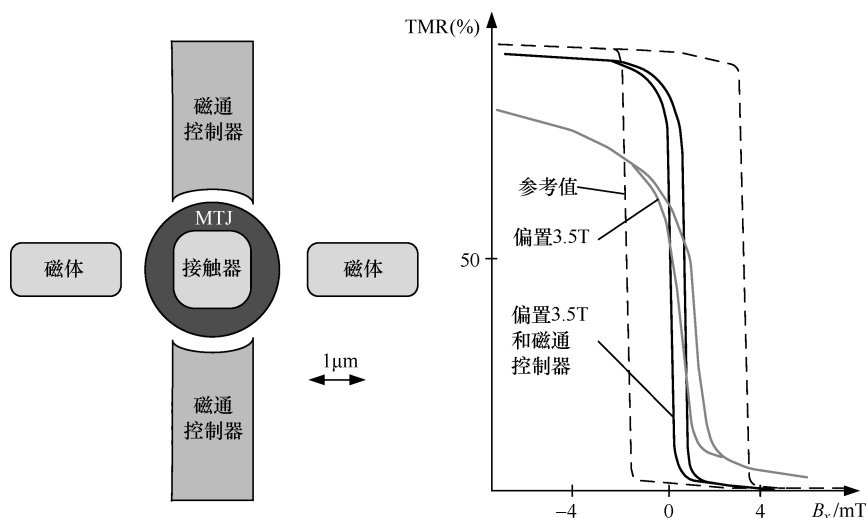


图 4.123 基于  $\text{MnO}$  势垒 (栅) 层的 SDT 传感器的结构和传输特性

(来源于: Chaves, R. C. et al. Appl. Phys. Lett., 91, 102504, 2007; Chaves, R.

C. et al., J. APPL. Phys. s, 103, 07E931, 2008)

#### 4.4.6 巨磁阻抗效应传感器

巨磁阻抗效应传感器 (GMI) 是这类传感器的例子, 仍然具有应用前景, 但我们还在等待最终的商业化产品。产品具有诱人的性能 (较大阻抗变化, 即使小于  $1\text{kA}/\text{m}$  的磁场下也能达到  $400\%$ )。大量的著作都研究了这种传感器, 但是商业上却很少生产。这种传感器只在磁场领域有少量的应用, 需要找到其他领域拓展其应用。例如, MR 传感器应用在读数磁头和 MRAMS 领域, 磁通门传感器在军事上有很重要的作用, SQUID 传感器对生物磁场检测有很大帮助, 霍尔传感器被广泛地当做电流传感器和位移传感器。但是 GMI 传感器应用还有待进一步扩大——并不只限于磁场测量领域。交通监测系统和光学条码读取中就得益于其灵敏度 (无现金超市支付就是远距离读取磁码)。在 2001 年 10 月底, 日本艾氏 (Aichi) 钢铁公司制作了磁阻抗非晶线路磁阻效应传感器, 这种传感器是基于 Mohri 团队 (Kanno et al. 1997, Kawjiri et al. 1999, Mohri et al. 2002a, b, Honkura 2002) 提出的设计方案。

磁阻抗效应产生在细线、窄带或薄膜层中 (Panina and Mohri, 1994, Panina et al.,



1994, Beach and Berkowitz, 1994)。在电路中, 高频电流产生闭合磁场  $H_\varphi = Ir/2\pi a^2$ , 其中  $r$  为径向坐标。这样磁导线是周期性各向异性的 (如图 4.124 所示, 周期性柱状绕线) 和大的环状磁导率  $\mu_\varphi$ 。

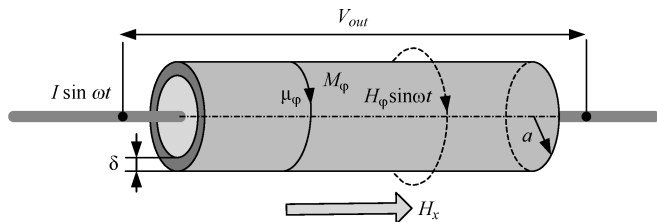


图 4.124 导线式磁阻传感器 (由于集肤效应, 电流在标有  $\delta$  处的层流过)

这种非晶体导线是很好的候补选择, 由于它有圆盘状结构, 圆形各向异性结构可通过合适地对试品低温退火处理得到。这种高频率、周期性磁导率的产生离不开一个直流或者是低频轴向磁场, 如图 4.125 和图 4.126 所示。

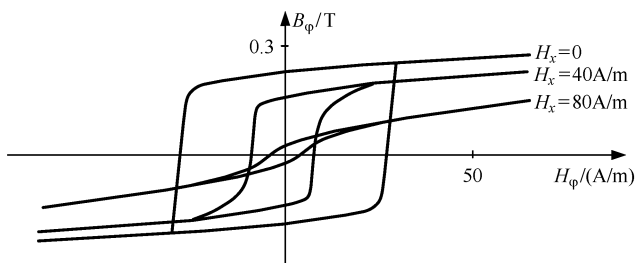


图 4.125 在纵向场中环形磁化磁滞回线的测量

(来源于: Panina, L. V. et al. IEEE Trans. Magn., 31, 1294, 1995)

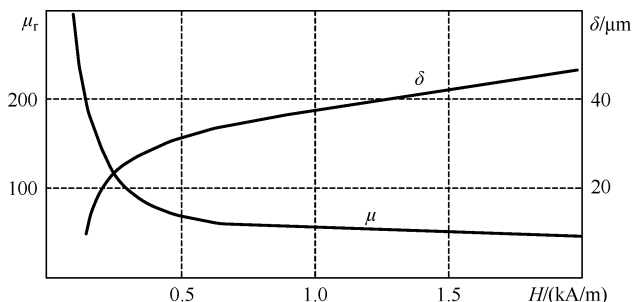


图 4.126 外加直流磁场作用下磁导率  $\mu$  和集肤效应深度  $\delta$  的变化

(来源于: Vazquez, M. et al. Sens. Actuat., A59, 20, 1997)

在细铁磁导线中, 阻抗随磁场而改变是因为磁导率的变化和集肤效应 (电流只在靠近外部薄层  $\delta$  中流动, 参见图 4.124)。集肤效应也依赖于磁导率变化 (电阻率  $\rho$ ), 因为:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \quad (4.82)$$

最终的阻抗可以由经典电动力学 Landau-Lifschitz 公式得到:

$$Z = R_{dc} ka \frac{J_0(ka)}{2J_1(ka)} \quad (4.83)$$

式中,  $J_0$  和  $J_1$  为贝赛尔方程;  $k = (1-j)/\delta$ 。化简上述关系式可以改为:

$$Z = \frac{l\rho}{a} \frac{1}{2\pi\delta} + j\omega \frac{l\mu}{8\pi a} \quad (4.84)$$

低频下集肤效应不大, 随着外磁场的变化, 阻抗的实部变化小, 而且引起阻抗变化的主要因素是电感  $L = l\mu/8\pi$  的变化。这就是常说的磁感应效应 (Mohri et al., 1992, 1993), 这种效应可通过导线外部缠绕线圈中产生的电压脉冲检测到。

当电流频率高时, 集肤效应明显, 阻抗的实部和虚部的变化都很大——这种效应就是巨磁阻 (GMI) 效应。值得注意的是, 在高频作用下, 复数磁导率应该为  $\mu_\varphi = \mu'_\varphi - j\mu''_\varphi$ 。在图 4.127 所示的外磁场作用下, 导线复数磁导率的两个分量均改变。

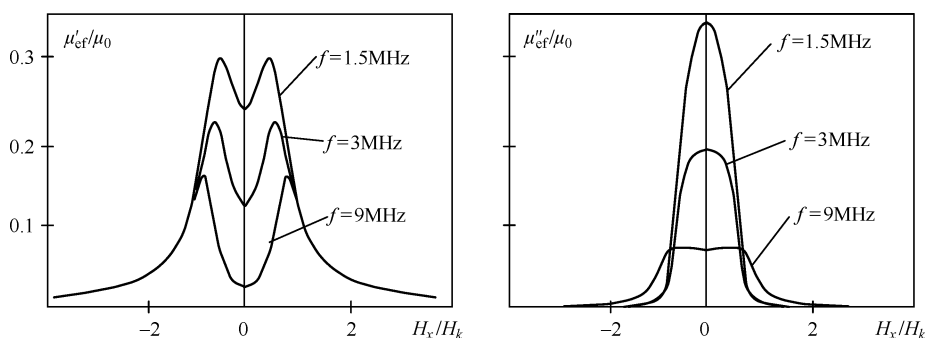


图 4.127 导线有效磁导率随着外加磁场的变化

(来源于: Panina, L. V. et al. IEEE Trans. Magn., 31, 1249, 1995)

如图 4.127 所示, 导线阻抗随外磁场变化的特性, 是导线对磁导率变化的反应。图 4.128 给出了磁阻导体的典型特性例子。

典型磁阻抗传感器传输特性使用不方便, 主要原因是由于其形状在零磁场附近特性曲线中引起不对称, 如图 4.129 所示。这种不对称可通过多种方式获得——很多人都使用螺旋各向异性, 例如, 可以通过增加电流偏置和弯曲导线, 对弯曲导线进行低温退火处理, 或是利用脉冲激励 (Kitoh et al. 1995, Mohri et al. 1997, 2002, Panina et al. 1999)。

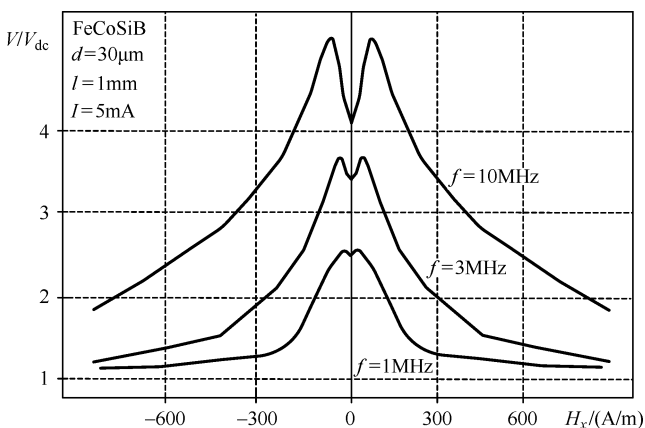


图 4.128 磁阻线的典型传输特性

(来源于: Mahdi, A. E. et al. Sens. Actuat., A105, 271, 2003)

除了细导线，还可以考虑使用具有横向磁导率的薄膜层。此时关系式 (4.83) 采用：

$$Z = R_{dc} k \frac{l}{2} \cot \left( k \frac{l}{2} \right) \quad (4.85)$$

与细导线相比，使用薄膜层可以减小传感器尺寸，并且可以提高电流的频率。为了在薄膜层结构中得到 GMI 效应，不允许有明显的集肤效应。阻抗主要贡献取

决于线圈的电感，而电感又取决于磁导率。图 4.130 给出了这种传感器结构及其特性曲线。厚度为 50nm 磁层闭环缠绕在厚 100nm、宽 4μm 的铜层上。这个“三明治”的阻抗由下式决定 (Hika et al. 1996)：

$$Z = R - j\omega \frac{d_m}{2b} \mu(H) = \frac{l}{2bd_c \delta_c} - j\omega \frac{d_m}{2b} \mu(H) \quad (4.86)$$

式中， $l$  为三明治长度， $d_m$ ， $d_c$ ， $b$  定义如图 4.130 所示。

Morikawa (Morikawa et al. 1996) 提出了使用附加绝缘层间隔来增强这种层式结构 (见图 4.131)。驱动电流就只在铜层流过 (由于存在  $\text{SiO}_2$  间隔层)，在磁场  $H_x = 0.9\text{kA/m}$ 、频率为  $f=20\text{MHz}$  时，检测到的 GMI 效应为  $(\Delta Z/Z)_{\max} = 700\%$ 。

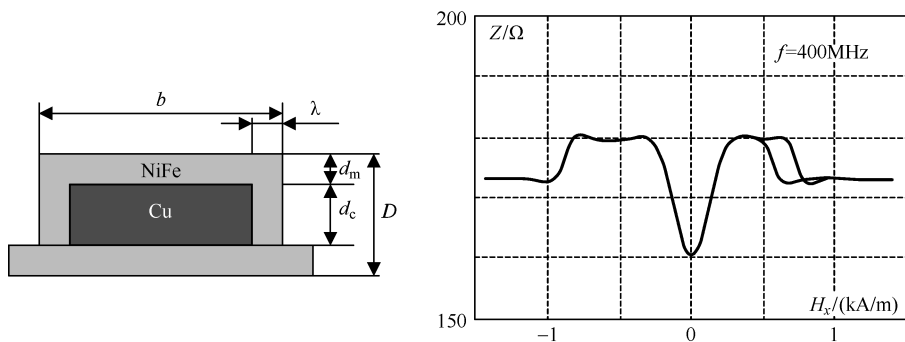


图 4.130 三明治薄层磁阻传感器及其传输特性

(来源于：Hika, K. et al. IEEE Trans. Magn. 32, 4594, 1996)

用来制造 GMI 传感器的材料需要有高磁导率、高磁饱和度和低阻抗。钴基非晶导线是常用最佳满足条件的材料。但其他一些材料比如纳米晶体材料、坡莫合金、玻璃膜超精细磁线以及薄膜也有应用的报道 (Hauser et al., 2001, Phan and Peng, 2008)。通常，作为 GMI 传感器的主要参数，阻抗因数被定为  $\eta = [Z(H) - Z(H_{\max})] \times$

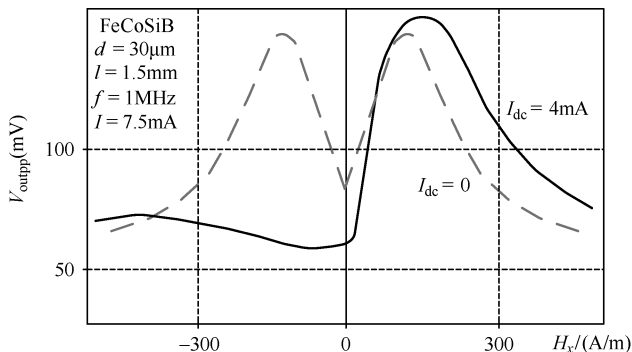


图 4.129 通过弯曲线圈和施加直流偏置得到不对称的传输特性

(来源于：Kitoh, T. et al. IEEE Trans. Magn. 31, 3137, 1995)

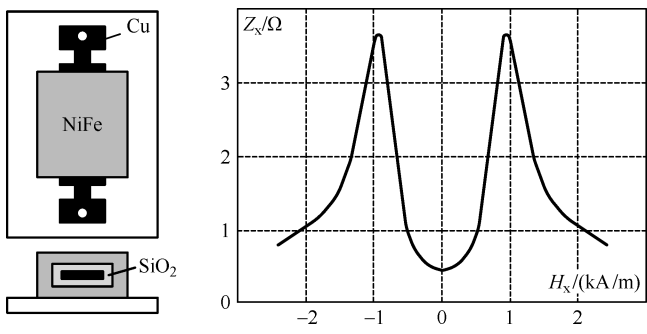


图 4.131 CoSiB/SiO<sub>2</sub>/CoSiB 多层薄膜传感器的设计及其传输特性

100% /  $Z(H_{\max})$  )。表 4.8 显示了 GMI 传感器的典型性能参数。

表 4.8 GMT 传感器的典型性能

|               |           | $\eta$ (%) | $S/( \% (A/m) )$ | $f$ /MHz | 参 考                    |
|---------------|-----------|------------|------------------|----------|------------------------|
| CoFeSiB       | Wire      | 600        | 4                | 15       | Pirota et al. (2000)   |
| CoFeSiB       | Wire      | 125        | 0.6              | 3        | Vazquez et al. (2000)  |
| Vitcavac 6025 | Ribbon    | 420        | 0.7              | 3.5      | Sanchez et al. (2003)  |
| FeSiBCuNb     | Ribbon    | 400        | 0.5              | 4.5      | Cuo et al. (2001)      |
| Mumetal       | Ribbon    | 310        | 0.3              | 0.6      | Nie et al. (1999)      |
| CoSiB         | Thin film | 700        | 3.8              | 20       | Morikawa et al. (1996) |
| NiFe          | Thin film | 200        | 1.2              | 51       | Hika et al. (1996)     |

由于 GMI 传感器的传输特性曲线相当复杂，通常这样的传感器在设计时也包含电路设计。最常见的一种电路是科尔波兹振荡器（Bushida et al. , 1995，Uchiyama at al. , 1995）。

在科尔波兹振荡器中，振荡频率取决于传感元件的电感  $L(H)$ ：

$$f = \frac{\sqrt{\frac{1}{C_2} + (1 + \frac{R(H)}{R})} \frac{1}{C_1}}{2\pi \sqrt{L(H)}} \tag{4.87}$$

其中， $R$  是晶体管的输入阻抗。在图 4.132 显示的电路中，振荡电压的振幅作为输出信号。

图 4.132 给出的传感器是一个薄膜带，这种非晶导体传感器也使用了相同的振荡电路，这个传感器连接到一个反馈电路上，线性度超过 0.1% FS，截止频率为 300kHz，分辨率为 1nT。由于 GMI 传感器很小，有可能使用两个这种传感器放置在不同位置，制作成梯度磁力计。

通过使用两个不对称的 GMI 单元（见图 4.129），可以制成线性 MFS，如图 4.133 所示。

在 2001 年，艾氏微智能（Aichi Micro Intelligent）公司开始生产 GMI 传感器。这种

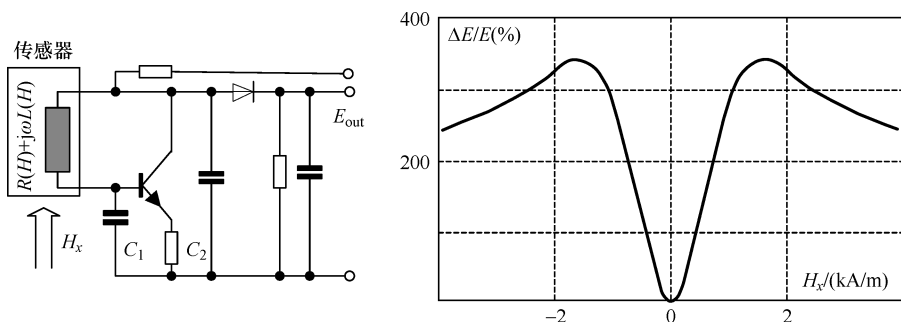


图 4.132 磁阻传感器在科尔匹兹振荡电路中  
(来源于: Uchiyama, T. et al. IEEE Trans. Magn. 31, 3182, 1995)

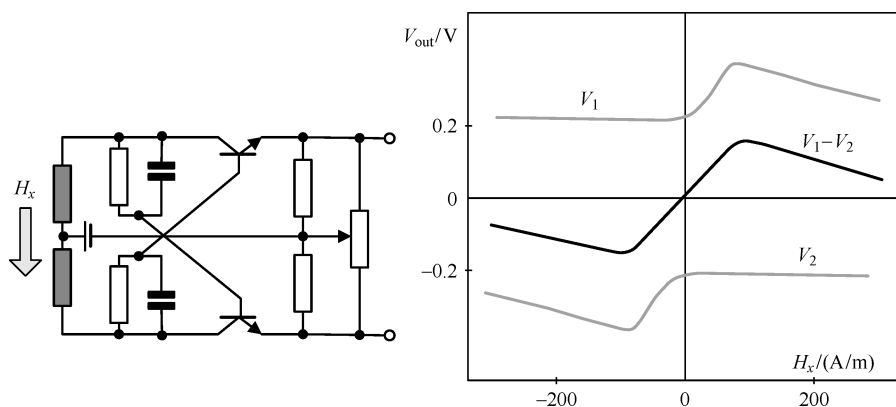


图 4.133 两个 GMI 不对称 GMI 元件的线性多谐振振荡式传感器  
(来源于: Kitoh, T. et al. IEEE Trans. Magn. 31, 3137, 1995)

传感器主要包括直径为  $20\mu\text{m}$ 、长  $2\text{mm}$  的两个非晶导线线圈——分别用来施加偏置激励和用作反馈, 如图 4.134a 所示。脉冲发生器为传感器提供激励, 输出电压通过肖特基势垒二极管检测, 并且输出信号又送到反馈线圈上。这种传感器在  $2\mu\text{T}$  测量范围内响应的非线性度只有 1%, 灵敏度为  $1\text{V}/\mu\text{T}$ , 在  $0.1 \sim 10\text{Hz}$  频带中噪声为  $1\text{nT}$ 。

有很多测量装置都是基于这些传感器的: 三轴电子罗盘 AMI204、磁场探测仪 MI-CB-1DS 和陀螺传感器 AMI602。也有商业化生产的数字磁场计 MGM-1DS, 这种磁场计的测量范围为  $200\mu\text{T}$ , 分辨率为  $10\text{nT}$ 。

MR 和 MI 传感器都有很广泛的应用前景。其设计简单, 价格合理, 并可以大规模的生产。

近年来, AMR 传感器的应用逐渐少于 GMR 传感器。但 AMR 传感器仍旧有很多优点: 设计简单, 价格低, 线性度好, 高灵敏度, 分辨率为  $\text{nT}$  级。值得指出的是: 商用 GMR 传感器与 AMR 传感器具有相同的灵敏度, 但是需要增加一个通量集中器。但 GMR 传感器的优点在于: 可以在满足磁阻需求下差分输出, 以改善温度误差补偿。这些传感器的最大缺点是: 对正交磁场很敏感 (正交效应), 这就需对被测量场方向有先

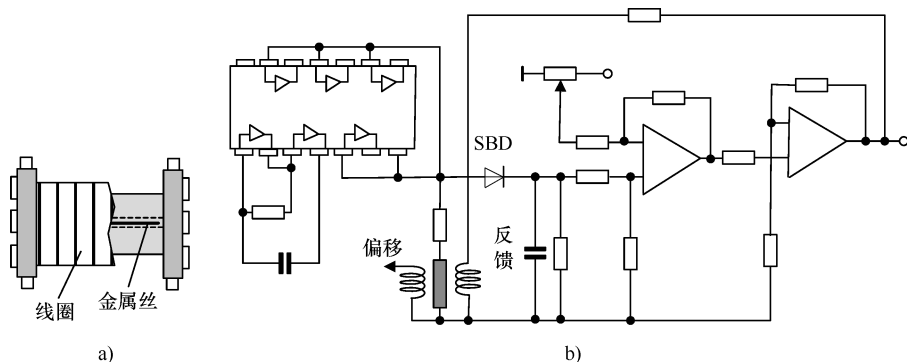


图 4.134 艾氏微智能公司的 GMI 传感器

a) MI-CB 传感器设计 b) 电路图

(来源于: Honkura, Y., J. Magn. Magn. Mater, 249, 375, 2002)

验的知识。

尽管多层 GMR 传感器最近使用较少,但这种传感器不需要限制供电电压,磁阻抗都很大,无需像隧道结传感器一样对供电电压限制。因此,这种传感器有可能输出大的信号——但前提是有较大磁场。

最近研究工作很多集中在 SDT 传感器上。实际上在室温下 TMR 系数在 500% ~ 1000% 之间,这能减小传感器的尺寸——有可能减小到  $\mu\text{m}$  级别。也有可能设计出磁密传感器阵列,用于磁场分布的在线检测(例如,用来进行 NDT 和 DNA 分析)。

GMI 传感器是替换磁通门传感器很好的选择——它们具有相似的灵敏度,但 GMI 的尺寸更小。当需要施加一个高频电流激励时,GMI 传感器也会产生一些问题。

## 4.5 霍尔效应传感器

### 4.5.1 霍尔效应的物理原理

霍尔效应传感器<sup>⊖</sup>是在 1879 年一个叫霍尔的学生发现的(Edwin Hall, 1879)。如在 2.9.4 节描述的那样,带电量  $q$  的粒子,在电磁场  $(\vec{E}, \vec{B})$  中运动速度为  $\vec{v}$ ,则会有洛伦兹力作用在粒子上:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.88)$$

当不存在磁场时,粒子(电子或者是空穴)通过他们的迁移率  $\mu_p$  和密度  $N$  描述,移动速度为  $\vec{v}_p$ ,此时供电电极之间以电流密度  $\vec{J}_p$  产生直线电流,如图 4.135a 所示,这个电流:

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad \vec{J} = q\mu_p N \vec{E} \quad (4.89)$$

受到磁场的影响,运动中的粒子在垂直于磁场  $\vec{B}$  的方向上发生偏转,如图 4.135b

⊖ 或单纯的称为霍尔传感器。

所示, 电场的一个分量  $\vec{E}_H$  可以平衡磁场的这种作用:

$$\vec{E}_H = -(\vec{v} \times \vec{B}) = -\mu_p (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (4.90)$$

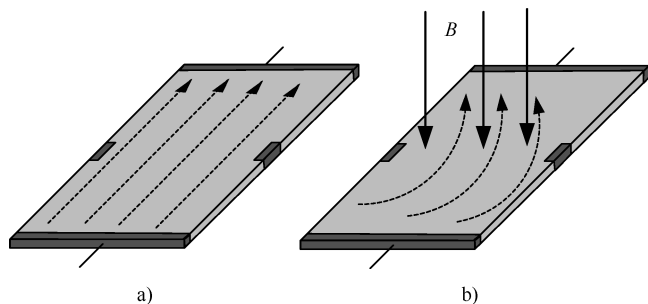


图 4.135 a) 无磁场时的电流线 b) 有磁场时的电流线

电流方向的偏转角  $\theta_H$  称为霍尔角 (如图 4.136 所示):

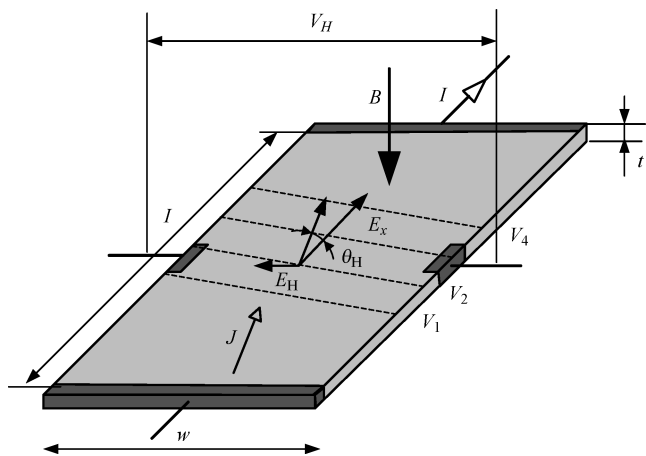


图 4.136 霍尔传感器 ( $V_1$ 、 $V_2$ 、 $V_4$  为等势线)

$$\tan \theta_H = \frac{|\vec{E}_H|}{|\vec{E}|} \quad (4.91)$$

考虑式 (4.90), 霍尔电场可以表示为:

$$\vec{E}_H = -\frac{1}{qN} (\vec{J} \times \vec{B}) = -R_H (\vec{J} \times \vec{B}) \quad (4.92)$$

式中,  $R_H$  为霍尔系数。

通常, 将在宽为  $w$  的薄片传感电极上产生的电压作为霍尔传感器输出信号:

$$V_H = \mu_p w E_x B_y = R_H w J B \quad (4.93)$$

如果用  $\vec{I}/wt$  来替代厚度为  $t$  的薄片电流密度  $\vec{J}$ , 可得到在霍尔传感器中常用关系式:

$$V_H = \frac{R_H}{l} IB \quad (4.94)$$

这样, 对于一个给定的偏置电流  $\vec{I}$ , 霍尔传感器就可以直接测量垂直于磁场平面的 (磁感应强度  $B$ ) 大小。传感器传输函数取决于薄片的尺寸 (宽度  $w$  和厚度  $l$ ) 以及表征材料属性的霍尔系数  $R_H$ 。

关系式 (4.94) 有一点误差, 因为关系式没有考虑功率耗散的限制, 即霍尔系数  $R_H$  越大 (例如较小的载流子密度), 霍尔传感器就越好。但是, 影响传感器灵敏度最主要的因素是载流子迁移率  $\mu_p$ 。可以根据供电电压  $V$  来调整关系式 (4.94)。由于电阻率取决于载流子密度  $N$  以及载流子迁移率  $\mu_p$  ( $\rho = qN\mu_p$ ), 对于薄片长度为  $l$ , 则输出电压为:

$$V_H = \mu_H \frac{w}{l} VB \quad (4.95)$$

这样, 为了得到高灵敏度和大输出信号, 需要使用载流子迁移率高的材料。考虑了耗散功率  $P$  的传感器输出电压可以表示为:

$$V_H \approx \sqrt{\frac{\mu_p}{Nt}} \sqrt{PB} \quad (4.96)$$

关系式 (4.96) 确定为了得到霍尔传感器的高灵敏度, 材料应该有尽可能高的载流子迁移率  $\mu_p$ 。表 4.9 给出了用作霍尔传感器典型材料的性能。

表 4.9 应用于霍尔传感器典型材料的性能

|     | $\mu_p / (\text{cm}^2/\text{Vs})$<br>电子 | $\mu_p / (\text{cm}^2/\text{Vs})$<br>洞 | $E_s [\text{eV}]$ | $R_H / (\text{cm}^3/\text{As})$ | $\alpha_s (\%/\text{K})$ |
|-----|-----------------------------------------|----------------------------------------|-------------------|---------------------------------|--------------------------|
| 硅   | 1,400                                   | 1,200                                  | 1.12              | 3,000                           | -0.4                     |
| 砷化镓 | 8,500                                   | 400                                    | 1.42              | 60                              | -0.2                     |
| 砷化铟 | 33,000                                  | 460                                    | 0.36              | 100                             | -0.17                    |
| 铟化铟 | 80,000                                  | 1,250                                  | 0.17              | 380                             | -0.75                    |

通过表 4.9 中数据可以看出, 铟化铟半导体材料的电子迁移率最大, 因此可用做霍尔传感器的材料。电子的迁移率要比空穴的高很多, 所以, 优先考虑使用 N 型半导体材料。但是铟化铟存在一些缺点, 如表 4.9 所示, 其温度误差系数  $\alpha_T$  最大, 还有, 铟—基的半导体材料的能带宽度  $E_g$  比较小, 这会间接增加载流子密度 (Popvic 2004)。这就是其他一些材料也在使用的原因, 例如, Bell 使用砷化铟和砷化钙, Asashi Kasei 使用砷化钙, Sentron 使用硅。

#### 4.5.2 霍尔传感器的设计

值得注意的是: 当前有两种霍尔传感器, 第一种是所谓的信号霍尔传感器, 主要用于无电刷电动机磁场检测和接近传感器等, 这种传感器比较便宜 (低于 1 美元), 其特点就是有较大的输出信号。第二种霍尔传感器是测量传感器, 具有较好的性能: 线性、温度误差小、噪声小等, 但这些都是以牺牲灵敏度为代价, 并且这种传感器比较贵。

前面也介绍了部分材料的选择, 所有数据讨论都是基于纯净半导体材料, 尽管材料性能在掺杂其他物质时有很大改变。图 4.137 给出了掺杂浓度对  $R_H$  随温度变化的影



响。存在一个确定的掺杂浓度，此时温度影响可以忽略不计。类似的结果报道出来了，即 N 型铟化镓材料的电子浓度为  $1.6 \times 10^{18}$  时，温度误差可以补偿 (Oszwaldowski 1998, Berus et al. 2004)。类似的，可以通过改变纯净度，来提高线性度 (Popovic 2004)。

霍尔传感器也可以由薄膜沉积制备，如晶体趋向增长时。近年来，一项称作 2DEG (2D 电子气) 的新技术，或量子势阱应用前景很好。在这种结构中，半导体层很薄 (10nm，比电子的平均自由路径要小)，且电子移动只能在一个二维面上 (电子移动就像是桌球)。这种结构有较大的电子迁移率，通常用在数字量子霍尔器件中作为标准阻抗，如图 2.70 所示。这种结构也常用来制作很小的 (小于  $1\mu\text{m}$ ) 微霍尔器件。图 4.138 给出了一种微霍尔器件的例子，其尺寸为  $0.8 \times 0.8\mu\text{m}$ ，应用在扫描霍尔显微镜中 (Sandhu et al. 2001)。类似的异质结构也被用来作为量子霍尔标准阻抗 (Hartland 1992)。

在一个无限长霍尔薄片假设下得到的表达式 (4.94) ~ 式 (4.95)，对于实际的霍尔薄片，需要引入一个额外几何因数  $G = V_H/V_{H\infty}$ ，其中：

$$V_H = G \frac{R_H}{l} I \cdot B \quad (4.97)$$

几何因数  $G$  在  $0.7 \sim 0.9$  之间。图 4.139 给出了霍尔薄片的几种形状。

尽管所有的半导体霍尔元件可以很容易地封装为集成电路 (IC)，但最好的解决这个问题的是使用硅。大多数的 IC 都使用了硅技术，因此，最近出现了很多硅基杂集集成霍尔电路，包括偏置电源、放大器、偏移消除电路、温度补偿等 (Kordic, 1986; Schott et al., 1997)。图 4.140 给出了一个硅霍尔片的例子，霍尔片上集成了两个晶体管作为其差分放大器 (Takamiya and Fujikawa, 1972; Huang et al., 1984)。

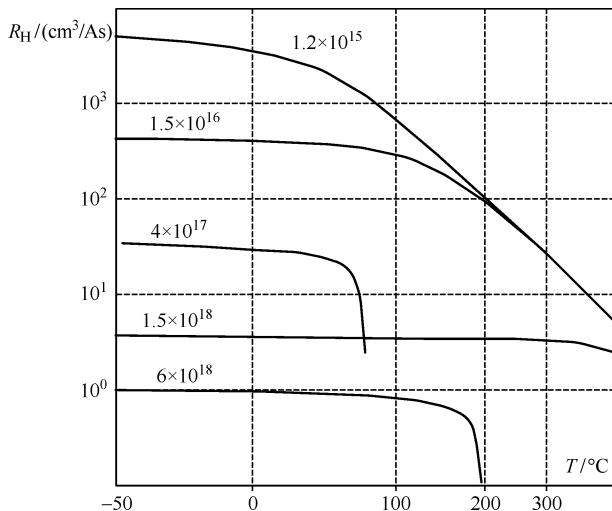


图 4.137 不同掺杂浓度时 InAs 的霍尔系数  
(电子密度  $\text{cm}^{-3}$ )

(After Propovic, R. S., Hall Effect Devices, IOP Publishing, Boston, Ma, 2004; Folberth, O. G. et al., Z. naturforsch., 9a, 954.)

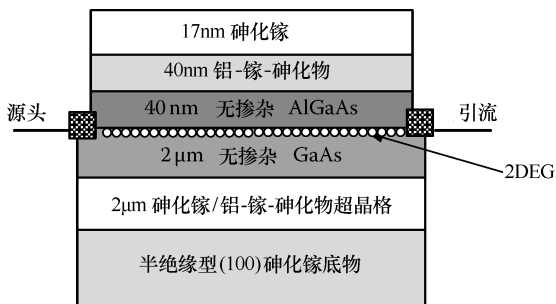


图 4.138 微霍尔装置 2DEG 的异质结构

(来源于: Sandhu, A. et al., J. Cryst. Growth, 227-228, 899, 2005.)

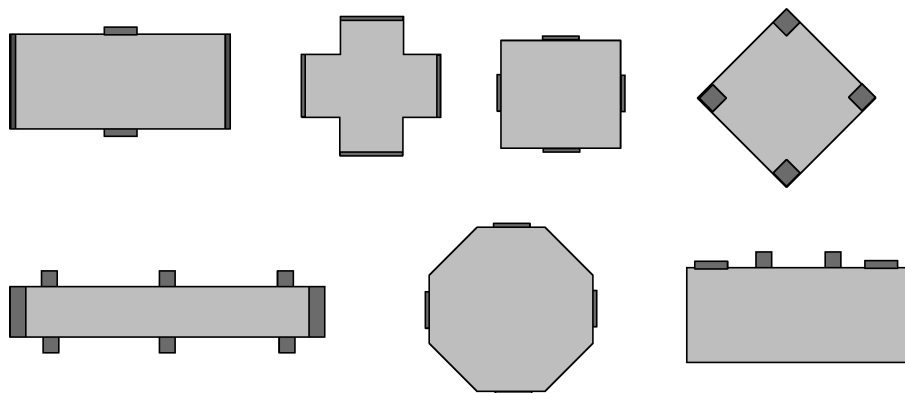


图 4.139 各种形状的霍尔盘

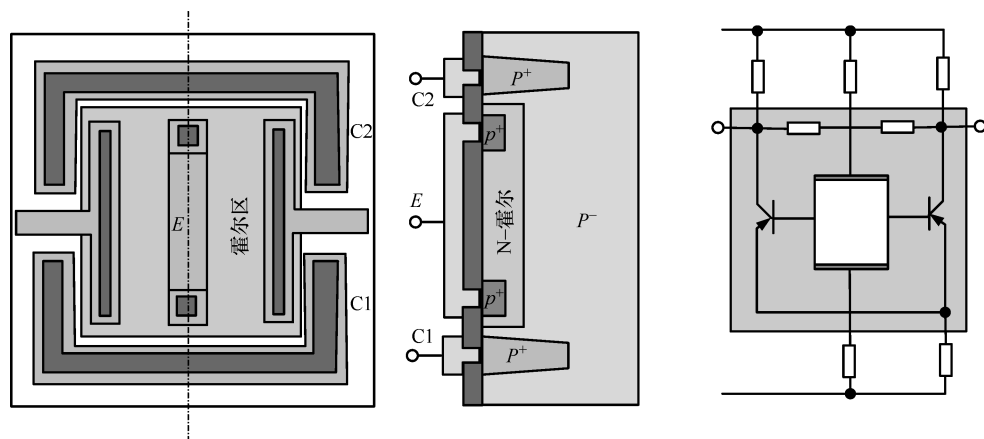


图 4.140 一种装有两个晶体管作为不同放大器的霍尔传感器

图 4.135 给出了以薄片形式设计的霍尔传感器，清楚地显示了洛伦兹力。在这样的设计中，磁场是垂直于薄片的，霍尔传感器这种设计用来检测垂直方向的磁场是很有效的。图 4.141 给出了这种传感器的设计。

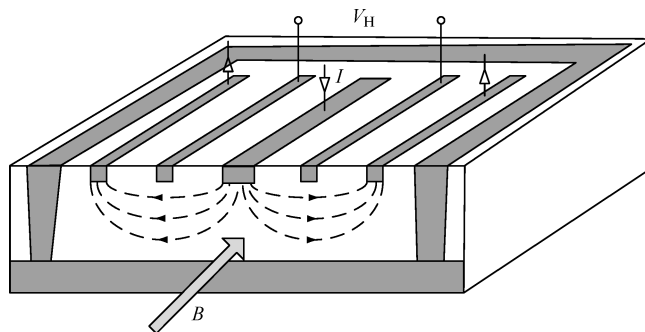


图 4.141 纵向霍尔传感器的设计

除了能够测量不同方向上的磁场，图 4. 141 中的设计也有其他一些优点：低噪声、长期稳定性、较小偏移、对非均匀磁场有很好的响应（Popovic et al. , 2001）。基于纵向硅结构的高精度传感器已开发出来。精确度高于 0. 004% 的霍尔传感器也见报道（Schott et al. , 1997, 1999）。

纵向设计结构另一个很重要的特点就是，能够开发成为 2 轴或者 3 轴霍尔传感器。图 4. 142 给出了一个由单硅芯片制作的 3 轴霍尔装置的例子（Schott et al. , 2000）。

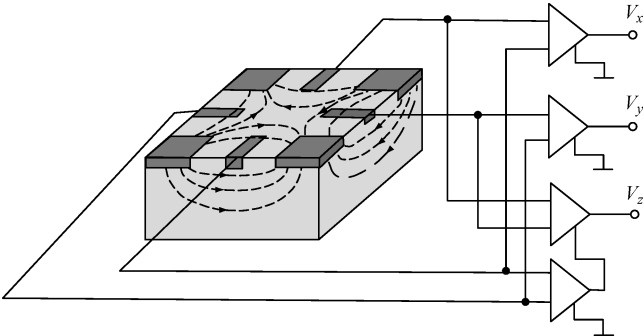


图 4. 142 装有放大器可提取三个电压信号的三轴霍尔传感器

4. 5. 3 霍尔传感器的性能

影响霍尔传感器灵敏度的因素有很多，例如传感器的材料、传感器的尺寸——根据式（4. 94）~式（4. 97），以及实际传感器技术得出的。由于输出信号取决于两个输入信号（磁场、偏置电流或者是偏置电压），这就需要考虑电流灵敏度 $\ominus S_i = V_H/IB$  [V/AT]，电压灵敏度 $\ominus S_v = V_H/VB$  [V/VT]，或者是由标称的偏置条件（制造商）给出的绝对灵敏度 $S_0 = V_H/B$  [V/T]。

表 4. 10 给出了市场上商用的传感器灵敏度。值得指出的是灵敏度与传感器面积成比例，商用最灵敏的传感器为 B-850FW，其灵敏度为 180V/T（由钢制成），长 225mm，宽为 11. 5mm（偏置电流为 200mA）。

表 4. 10 市场商用传感器的灵敏度

|        | $S_0/(V/T)$  | $I_n/mA$ | $S_i/(V/AT)$ | $S_v/(V/VT)$ | 尺寸 $l \cdot w \cdot t/mm$ |           |
|--------|--------------|----------|--------------|--------------|---------------------------|-----------|
| BH-200 | 0. 15        | 150      | 1            | 0. 4         | 5. 2 – 1. 75 – 0. 47      | 大块砷化钢     |
| FH-301 | 0. 1         | 25       | 4            | 0. 2         | 2. 1 – 0. 5               | 砷化钢       |
| CH-600 | 0. 5         | 5        | 100          | 0. 22        | 4 直径                      | 砷化镓       |
| SH-400 | 2. 9 – 11. 2 | 5        | 580 – 2240   | 2. 4 – 4. 0  | 0. 3 直径                   | 铋化钢       |
| HW-101 | 10. 4        | 5        | 2080         | 5. 2         |                           | 铋化钢       |
| HQ0111 | 2. 6         | 5        | 650          | 0. 87        |                           | 2 维电子气砷化钢 |

（来源于：Sensors: BH, FH, GH——F. W. Bell/Sypris; HW, HQ\_ Asashi Kasei）

⊖ 按照式(4. 94)，电流灵敏度  $S_i$  对应  $R_H/t_0$ 。  
⊖ 按照式(4. 95)，电压灵敏度  $S_i$  对应  $\mu_H w/l_0$ 。

霍尔传感器分辨率主要受偏移量和噪声影响。引起偏移电压  $\Delta V$  的主要因素是不稳定的对称因素——如电极的非对称结构，或是局部缺陷。可通过激光微调（制造阶段）或是外部可调电阻器（见图 4.143a）降低其不对称性。表 4.11 给出了市场上销售的霍尔传感器典型误差。

表 4.11 商业化生产的传感器的误差

|        | $\Delta V/\text{mV}$ | $\Delta B/\text{mT}$ | $\Delta V/T/(\mu\text{V/K})$ | $\Delta R/T/(\%/K)$ | $\delta S/(\%/K)$ | 线性度         |
|--------|----------------------|----------------------|------------------------------|---------------------|-------------------|-------------|
| BH-200 | 0.1                  | 0.6                  | 1                            | 0.15                | 0.08              | 1% (0–0.1T) |
| FH-301 | 2                    | 20                   | 10                           | 0.1                 | 0.1               |             |
| GH-600 | 14                   | 28                   | 1                            | 0.15                | 0.07              | 2% (0–0.1T) |
| SH-400 | 20                   | 6                    |                              | 1.8                 | 1.8               |             |
| HW-101 | 7                    | 0.7                  |                              | 1.8                 | 1.8               |             |

由偏移电压可计算出补偿磁场  $\Delta B = \Delta V \cdot S_0$ （见表 4.11），典型霍尔传感器的分辨率为几个 mT。可通过 2 个或者是 4 个霍尔元件通过不同的方式连接，来降低补偿电压，如图 4.143b 所示。这种方法只有在非对称性的均匀分布时有效，例如机械应力、温度线性梯度变化。通常减小集成霍尔电路偏移的方法是后面将介绍的电子自动调零电路。

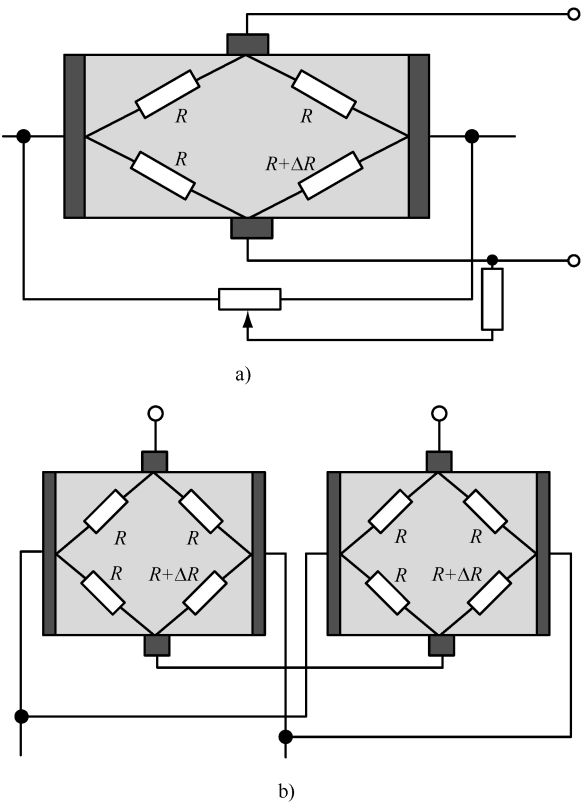


图 4.143 a) 霍尔传感器的人工调节对称电路 b) 两个霍尔元件的差分连接

图 4.144 中显示是硅基霍尔传感器研究结果。12h 内的噪声和补偿变化在  $30\mu\text{V}$  级别，一个灵敏度为  $1\text{V/T}$  传感器出现的噪声磁场相当于十几个  $\mu\text{T}$ 。噪声为  $1/f$  类型，并且取决于传感器的尺寸。通常认为限制分辨率的是温度偏移变化。

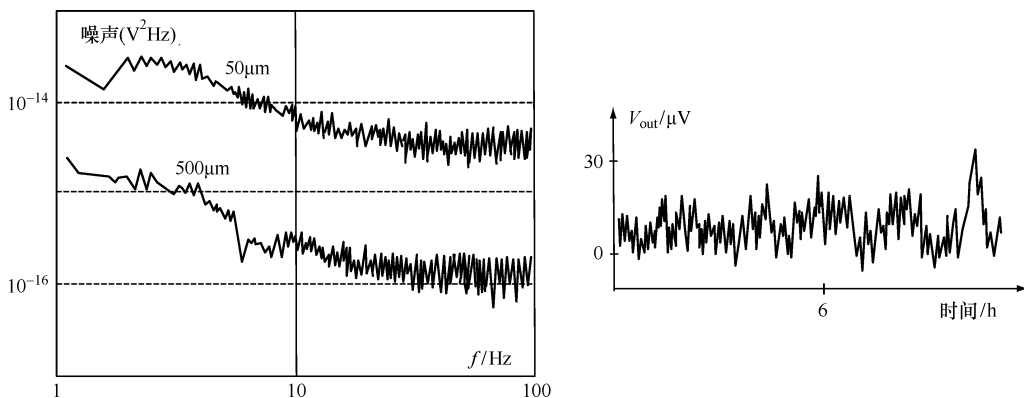


图 4.144 不同尺寸的硅霍尔元件的噪声

(来源于: Schott, C. et al., IEEE Trans. Instru. Meas., 46, 613, 1997;

Schott, C. et al. Sens. Actuat., 82, 167, 2000.)

从式 (4.97) 可以看出，输出电压和被测磁场之间是线性关系。霍尔系数  $R_H$  和几何因子  $G$  取决于测量感应值：

$$V_H = R_{H0} (1 - \alpha \mu_H^2 B^2) G_0 (1 + \beta \mu_H^2 B^2) \frac{1}{t} I \times B \quad (4.98)$$

这样，非线性误差就取决于被测磁感应强度值，其范围通常限制在  $0.1\text{T}$  左右，在这个范围内非线性误差较小，如表 4.11 所示。由于  $\alpha$  和  $\beta$  异号，在确定范围内有可能补偿材料和几何的非线性。图 4.145 给出了 BH-200 传感器的非线性误差。

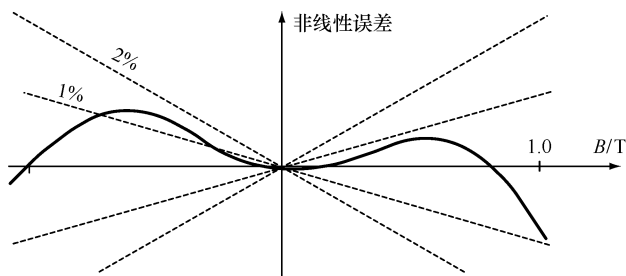


图 4.145 BH-200 传感器中的非线性噪声 (F. W. Bell data)

使用霍尔传感器的另一个限制就是温度误差。通过表 4.11 给出的数据，可以看出基于铽化钢的传感器有较大温度误差，引起的阻抗变化为  $-1.8\%/^{\circ}\text{C}$ 。这种误差可通过改变传感器的电压偏置来消除，如图 4.146 所示。在低迁移率的传感器（砷化钙、砷化钢、硅）中经常使用电流偏置。

霍尔传感器理论上比较好的频率特性, 甚至可到 THz (Mittleman et al., 1997)。实际上, 由载流线产生的寄生电容和感应环可将带宽限制在 MHz 范围内 (有时候甚至是几百个 kHz)。

#### 4.5.4 集成霍尔传感器

随着 CMOS 技术中硅霍尔元件的发展, 市场上出现了越来越多的集成电路 (IC) 霍尔传感器。最近, IC 霍尔传感器主宰着市场。这些传感器可分成两种类型: 用于磁场测量的线性 IC 霍尔传感器, 以及作为接近传感器的 IC 霍尔传感器 (开关)。

图 4.147 给出了一个线性 IC 霍尔传感器例子, 这个传感器装有温度测量、温度误差校正、偏移电压自动调零电路。自动调零的工作原理如图 4.148 所示。根据时钟频率, 霍尔元件偏置斜率发生改变, 这样霍尔电压也会周期性改变, 第一个阶段为  $V_H + \Delta V$ , 下一个阶段为  $-V_H + \Delta V$ 。解调以后, 偏移量就被消除了。

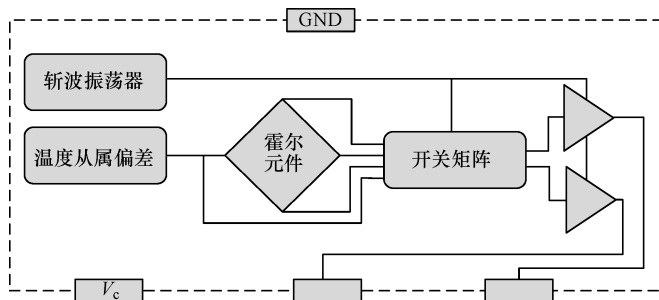


图 4.147 线性 IC 霍尔传感器——HAL-401

图 4.149 给出了另一个 IC 霍尔传感器——数字霍尔传感器。这个传感器所有的数据, 如传输特性或是温度改变都被存储到 RROM 存储器中, 因此有可能在数字信号处理器模块中修正线性度和温度变化, 因为这种传感器装内部装有温度传感器。这种传感器工作在比例换算模式——意味着输出信号取决于两个输入信号: 磁场值和电压。传感器可以用作 MFS (固定偏置电压) 或是两个信号的乘法器。有趣的是这种传感器只有三脚——通过供电电压的调制来执行程序处理。表 4.12 给出了市售线性 IC 霍尔传感器的一些典型数据。

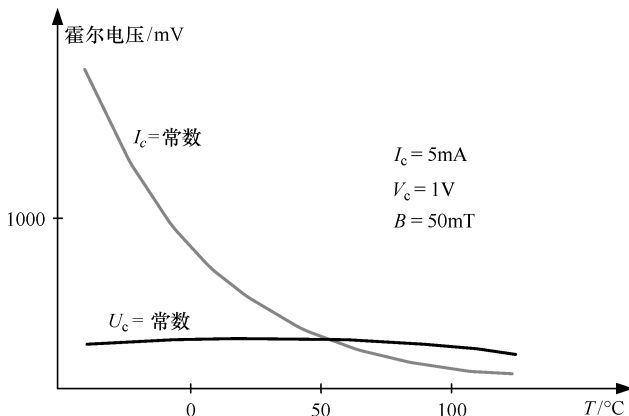


图 4.146 钽化钢 HW-101 型霍尔传感器的输出信号与温度的关系 (Asashi Kasei catalogue.)

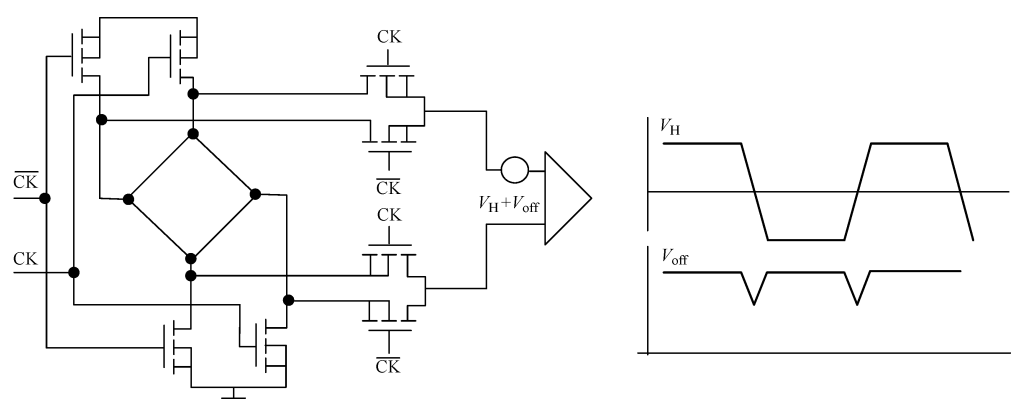


图 4.148 自动调零开关电路

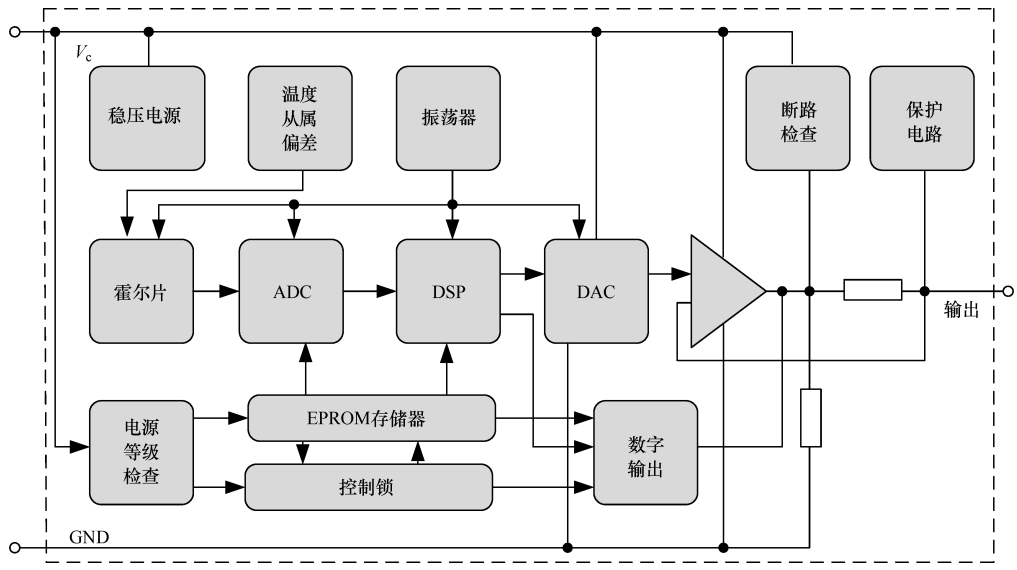


图 4.149 线性数字可编程的 IC 霍尔传感器——HAL—805 型 (Micronas Catalogue)

表 4.12 商用化 IC 霍尔传感器的性能

|                 | HAL 401 Micronas | A1321 Allegro Microsystems | MLX90242 Melexis |
|-----------------|------------------|----------------------------|------------------|
| 传感器面积 [mm × mm] | 0.37 × 0.17      |                            | 0.15 × 0.15      |
| 灵敏度 [mV/mT]     | 48               | 50                         | 39               |
| FS 范围           | ±50mT            |                            |                  |
| ΔV/T            | 25μT/K           | 10mV at OT                 | 25mV at OT       |
| ΔS/T            | 4% at OT         | 4% at OT                   | 0.07%/℃          |
| 非线性度            | 0.5% for FS      | 1.5                        | 0.5% of FS       |
| 噪声              | 10μT at BD       | 40mV for FS                | 5mV for FS       |
| 带宽 BD           | 0 – 10kHz        | 0 – 30kHz                  |                  |
| 运行温度 OT/℃       | –40-150          | –40-150                    | –40-150          |

通常需要检测磁场超过给定阈值的情况,这种装置称为开关(或门闩,即磁场改变时状态被记忆下来)。图 4.150 给出了一种开关 IC 装置的例子。事实上所有生产霍尔传感器的厂家(Allegro Microsystems, Asashi Kasei, Infineon, Melexis, Micronas)都能够提供各种各样霍尔开关装置。

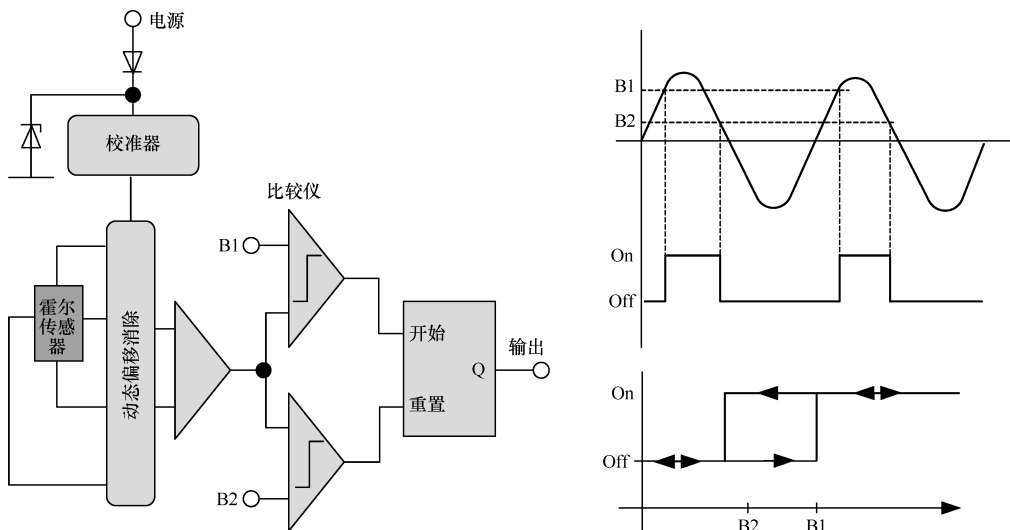


图 4.150 IC 开关霍尔装置例子

(来源于: Ramsden, E., Hall Effect Sensors, Newnes, 2006)

#### 4.5.5 基于霍尔效应的半导体磁阻器

霍尔效应是由于运动粒子在洛伦兹力作用下,改变了电流流动线路产生的,显然其阻抗取决于外部磁场。这种效应称为半导体磁阻效应,实际上都伴有霍尔效应。

类似于在霍尔传感器中,磁阻抗 MR 效应主要取决于迁移率  $\mu_H$ :

$$R(B) = R_0 \frac{\Delta\rho}{\rho} (1 + \mu_H^2 C B^2) \quad (4.99)$$

电阻  $R_0$  是在没有外加磁场下的磁阻,  $C$  是取决于传感器几何形状的因数,几何因数由 Lippmann 和 Kuhrt 计算得出,其中长宽比  $l/w < 0.35$ :

$$C = 1 - 0.54 \frac{L}{w} \quad (4.100)$$

科宾诺 (Corbino 1911) 提出了一种特殊的几何形状——称为科宾诺圆盘,如图 4.151b 所示,可得到纯粹的 MR 效应(没有霍尔效应)。科宾诺圆盘与长宽比为  $l/w \approx 0$  的盘等同(电流沿着对数螺旋状弯曲)。

图 4.152 显示了 Asashi Kasei 生产商用 MR 传感器的传输特性。传感器尺寸为  $2 \times 3\text{mm}$ , 在  $\Delta B$  范围为  $0 \sim 45\text{mT}$  时磁阻比  $\Delta\rho/\rho$  大约为  $200\%$ 。传输特性为非线性的,这是因为阻抗与  $B^2$  成比例。但是在某些应用中,这种非线性并没有输出信号实际幅值(很大)更重要。图 4.153 给出了半导体阻抗器的典型应用。

与霍尔传感器相比,MR 传感器物理尺寸比较大,传输特性的非线性度更大。且由



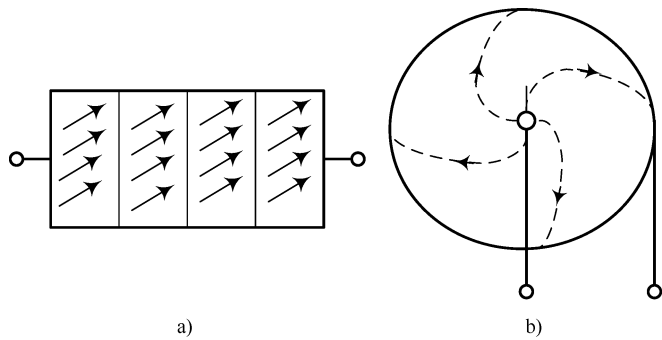


图 4. 151 半导磁阻器件：  
a) 薄层结构 b) 科宾诺圆盘结构

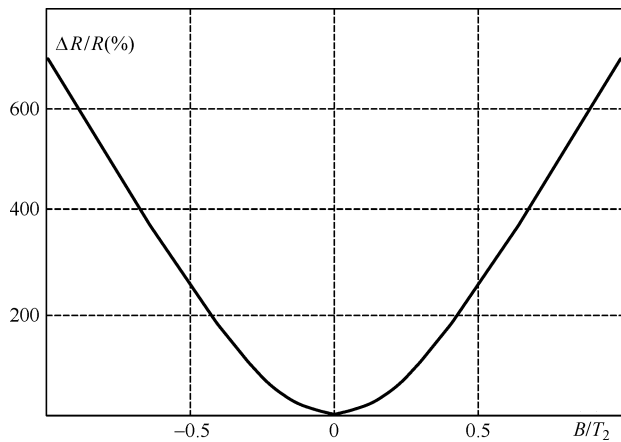


图 4. 152 Asashi Kasei 生产 MS-0080 型半导体磁阻器的传输特性

于电阻率随温度变化很大，半导体 MR 传感器有更大的温度误差。图 4. 154 给出了环境温度对半导体磁阻器灵敏度的影响。

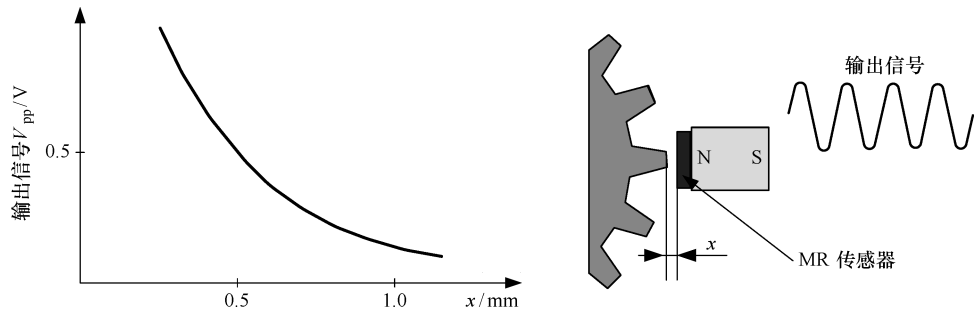


图 4. 153 用于检测齿轮旋转的 MR 传感器的输出信号——施加电压为 5kV  
(From Asashi Kasei catalogue. )

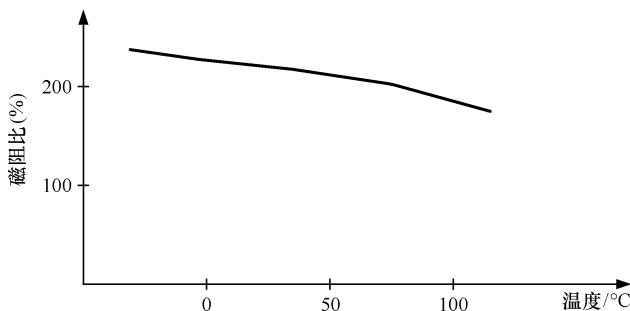


图 4.154 半导磁阻传感器磁阻比随温度变化的曲线

(From Asashi Kasei catalogue.)

霍尔效应传感器是应用最早且目前仍在频繁使用的 MFS 传感器。其主要优点在于：尺寸小、输出信号大、线性、频率特性好、输出信号直接取决于磁场值，另外一个优势就是能很容易地集成到 IC 中。

霍尔效应传感器应用的主要限制是灵敏度不高。在最好的情况下，铟化钢传感器（没有放大器）的灵敏度只有 10V/T。因此，尽管实际中没有上限限制，但霍尔传感器的磁场范围限定在 1 ~ 50mT。

近年来，基于硅的 IC 霍尔传感器在传感器市场占主导地位，这种传感器可以消除霍尔传感器的一个缺点——通过自动调零功能来矫正温度的零点漂移。这些传感器（带放大器）的灵敏度典型为 50V/T。

## 4.6 SQUID（超导量子干涉仪）传感器

### 4.6.1 SQUID 传感器的工作原理

SQUID 结有两个作用：磁通量的量化和通过弱键制成隧道（约瑟夫逊效应）。这些装置在 2.8 节已经介绍过了，在很多书或文献中都有所阐述（Switthenby 1980, Clarke 1980, 1989, kock 1996, Jenks et al. 1997, Koelle et al. 1999, Fagaly 2001, 2006, Pizella et al. 2001, Clarke and Braginski 2004, Sternickel and Braginski 2006）。

闭合超导线圈环绕着的磁通量为  $\Phi_{\text{ex}}$ ，如图 4.155 所示，可引入一个量  $\Phi_{\text{in}}$ 。由于波函数连续状态代表着超导电流，超导圈内的磁通量有多种磁通量子  $\Phi_0 = h/2e$ ，有下式：

$$\Phi_{\text{in}} = n \frac{h}{2e} = n\Phi_0 = \Phi_{\text{ex}} - Li_s \quad (4.101)$$

式中， $i_s$  是电感 L 线圈中的电流。

根据迈斯纳效应（Meissner），电流  $i_s$  只在很薄边界区域中流过，称为伦敦穿透深度  $\lambda_L$ ——对于铌材料，厚度大约是 40nm。电流是很好的遮蔽层，超导材料表现出的反磁性使外部磁通量不能穿透材料的内部。这样一来内部磁通量  $\Phi_{\text{in}}$  就被限制在里面，外部的磁通  $\Phi_{\text{ex}}$  为了改变这个内部磁通，就需要增加到从超导状态转变为常规状态。

解决这个问题的办法是引入一个由约瑟夫逊提出的薄隧道结，称为约瑟夫逊结

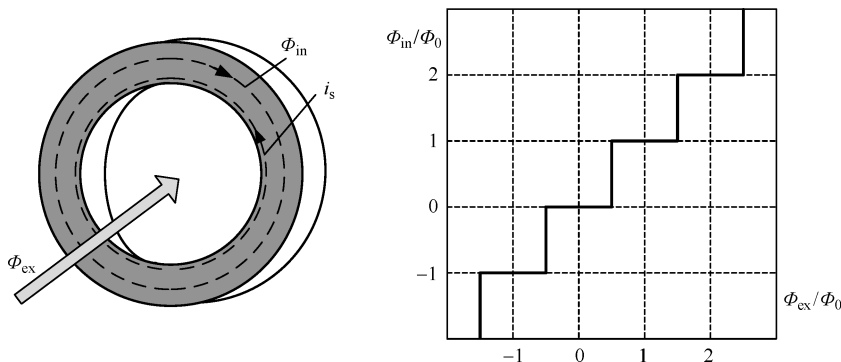


图 4.155 超导环中磁通的量化

(Josephson, 1962)。约瑟夫逊壁垒比有序排列电子间的距离要小，电子间距离为  $0.1 \sim 2\text{nm}$ 。约瑟夫逊壁垒圈“打开”超导环使得外部磁通穿透，但不能破坏超导电路的内部磁通。

实际上，在约瑟夫逊提出方法后的一年时间，罗威尔在实验中证实了约瑟夫逊结中的电流，随着外磁场磁通量子的变化而周期性的变化 (Rowell 1963)，如图 4.156 所示。在罗威尔实验中，外磁场穿透了约瑟夫逊结及邻近的超导体部分区域，且代表电流的波函数值为  $n\pi$ 。超导电流就可由下面关系式确定 (Kleiner 和 Koelle, 2004)：

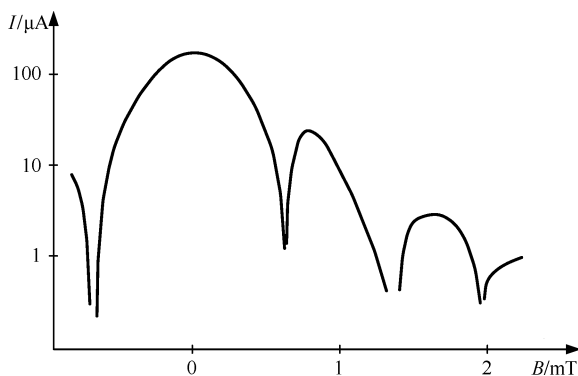


图 4.156 罗威尔实验中约瑟夫逊结中的电流

(来源于: Rowell, J. W., phys. Rev. Lett., 11, 200, 1963.)

$$I(B) = I(0) \frac{\sin(\pi \Phi_{\text{in}} / \Phi_0)}{\Phi_{\text{in}} / \Phi_0} \quad (4.102)$$

这个表达式和图 4.156 与经典光学里的干涉衍射类似。

如前讨论，如果约瑟夫逊结包含在一个闭合环样品中，电流  $i_s$  (根据第一个约瑟夫逊方程式 (2.83)) 为  $I_c \sin \theta$ ，关系式 (4.102) 变形为：

$$\Phi_{\text{in}} = \Phi_{\text{ex}} - LI_c \sin \theta = \Phi_{\text{ex}} - LI_c \sin \frac{2\pi \Phi_{\text{in}}}{\Phi_0} \quad (4.103)$$

此关系式表达含有约瑟夫逊结的闭环装置，即 RF SQUID。可以看出，内部磁通取决于外部磁通。图 4.157 给出了 RF SQUID 装置检测到信号的一个例子。

在约瑟夫逊提出这种方法的两年后，Jaklevic 和 Coworkers (Jaklevic et al., 1964, 1965) 证明了在两个平行连接约瑟夫逊结之间的量子干涉效应，如图 4.158 所示。在这种装置中，环不同支路的两个不同电流  $I_b - I_{\text{circ}}$  和  $I_b + I_{\text{circ}}$  之间会产生干涉，其中  $I_b$  是

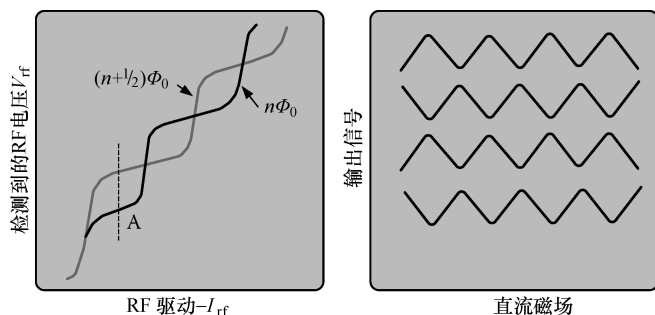
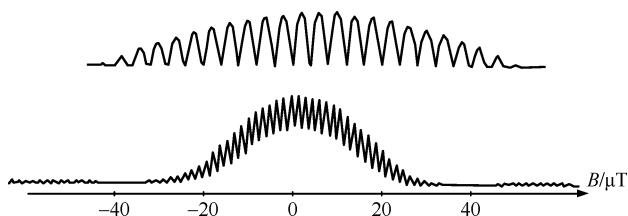


图 4.157 Zimmerman 和其合作者的实验——用 RF SQUID 信号波形图

偏置电流  $2I_b$  的一半，超导环电流是由外磁通量引起  $I_{\text{circ}} = -\Phi_{\text{ex}}/L$ 。结果在这种装置中的电流为 (Chesca et al., 2004)：

$$I \approx 2I_0 \left| \cos \frac{\pi \Phi_{\text{ex}}}{\Phi_0} \right| \quad (4.104)$$

此关系式描述的含有两个约瑟夫逊结的闭环装置就称为 DC SQUID。可以看出，流过 DC SQUID 装置的电流取决于外部磁通量。


 图 4.158 Jaklevic 及其合作者的实验——双约瑟夫逊结中的电流 (DC SQUID)  
(来源于: Jaklevic, R. C. et al., Phys. Rev., 140, A1628, 1965.)

约瑟夫逊结有时候会连上旁路电阻  $R$  和电容  $C$  (称为 RSJ 模型-电阻率旁路结)。通过选择合适的  $R$  和  $C$  的值，可以得到没有磁滞的  $I-V$  特性曲线，如图 4.159 所示，此时的麦坎伯因数 (McCumber factor)  $\beta_c = 2\pi I_c R^2 C / \Phi_0 < 1$ 。

通过一个旁路连接的约瑟夫逊结特性曲线 (见图

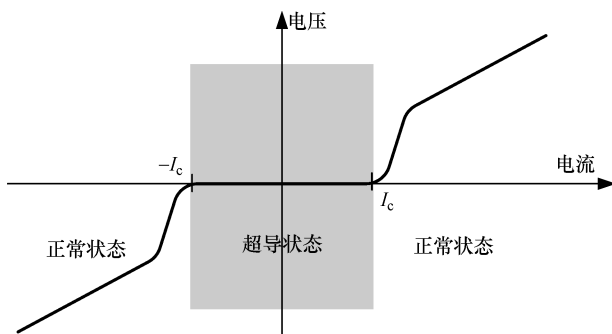


图 4.159 并联约瑟夫逊结中电压随电流的变化

4.159)，可以看出：当电流超过临界值  $I_c$  时，超导态与常态间会出现尖峰转换。

从 RSJ 模型中，可用下式来描述约瑟夫逊结 (McCumber, 1968)：

$$I = I_c \sin \theta + \frac{h}{2e} \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dt} + \frac{h}{2e} \frac{d^2 \theta}{dt^2} + I_n \quad (4.105)$$

其中,  $I_n$  是噪声源。根据 RSJ 模型, SQUID 装置原理如图 4.160 所示。

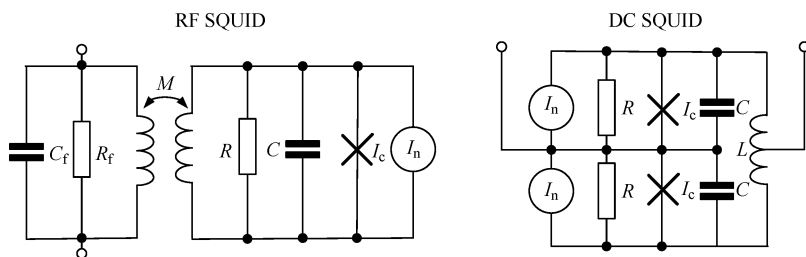


图 4.160 RF SQUID 和 DC SQUID 装置的原理图

#### 4.6.2 SQUID 传感器的设计和特性

最初 SQUID 装置设计使用 RF 技术, 因为当时只需一个约瑟夫结。最近, 随着隧道结技术的发展, DC SQUID 更多的制备出来。如图 4.161a 所示, 在第一个 RF SQUID 装置中, 使用了一个铌制成的螺旋制成弱环 (Silver and Zimmerman 1967, Zilmmmerman et al. 1970)。这种技术对冲击和振动很敏感, 现在已经不用了。

第一个 DC SQUID 装置是使用薄膜技术制成的, 两个薄膜被一个氧化层 (参见图 4.161b) 隔离开来 (Jaklevic et al., 1965)。另一种弱环是通过一个“窄桥”制成, 称为 Dayem 桥, 如图 4.161c 所示。

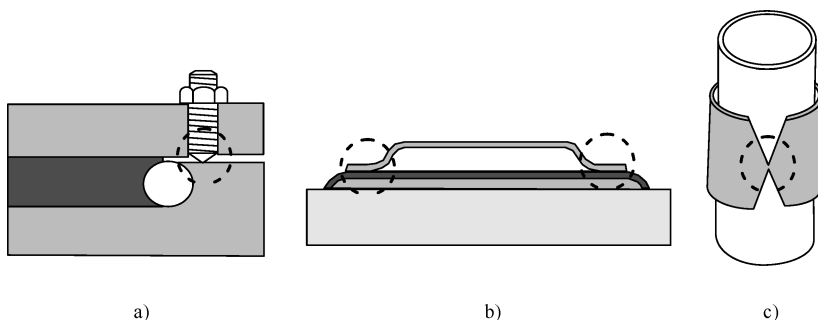


图 4.161 弱环 (Josephson junction) 制备的主要方法

最近, 生产 SQUID 传感器都是用薄膜的溅射和光刻技术, 可以设计形状复杂的传感器 (Wikswa et al. 1998, Cantor and Ludwig 2004)。在 LT SQUID (低温 SQUID) 装置中, 铌是使用最广泛的超导材料。铌层被氧化铌或者是氧化铜薄膜隔离开。

图 4.162 显示了由不同平面薄膜制成 SQUID 装置的例子, 这些装置都包含一个微桥 (参见图 4.162a 和图 4.162b) 或是超导层/氧化层/超导层结 (见图 4.162c)。通常, 这种传感器会使用磁通量转换线圈 (参见图 4.162d), 也使用旁路薄膜电阻器制备, 比如说钼。

制作高温 SQUID 装置比较困难。YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> 称作 YBCO, 是常用的基材。这种材

料不适合于喷溅技术,是因为它属于陶瓷类。图 4.163 给出了一些高温 SQUID 结的例子。使用了两项技术:晶粒边界壁垒(GB) (参见图 4.163a 和图 4.163b),以及 SNS—超导/常规/超导材料(见图 4.163c 和图 4.163d)。

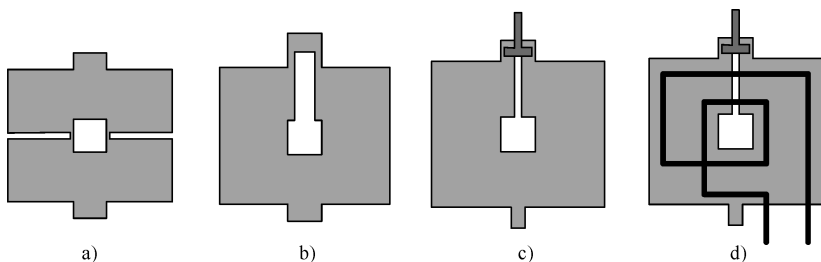


图 4.162 平面薄层 LT SQUID 装置

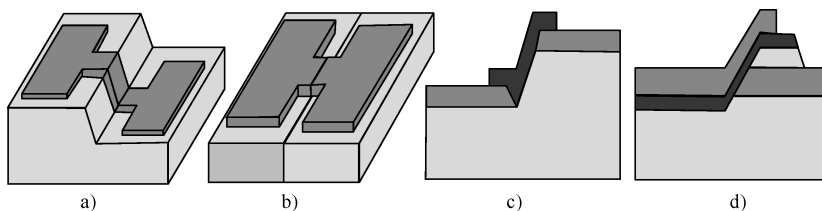


图 4.163 薄层 LT SQUID 装置

通常 SQUID 装置不与磁场源直接相连,因此使用类似于梯度计形式的通量传输器。第二个线圈以螺旋状与 SQUID 结构直接进行耦合,如图 4.162d 所示。通量变换器与 SQUID 传感器都放置在一个特殊的杜瓦真空瓶中。这种恒温器在低温 SQUID (沸点 4.2K) 情况下就需要充满液态氮气,而在高温 SQUID (沸点 77K) 则充满液态氮气,如图 4.164 所示。

磁通密度取决于传感线圈的面积。由于 SQUID 装置通常很小(小于  $1\text{mm}^2$ ),因此在通量变换器中使用大线圈可提高测量的灵敏度。在变换线圈与 SQUID 装置之间的互感  $M_{\text{SQ}}$ ,以及磁通变换线圈的电感  $L_i$  应该与 SQUID 的电感  $L_{\text{SQ}}$  相匹配:

$$M_{\text{SQ}} = nL_{\text{SQ}} \quad L_i = n^2 L_{\text{SQ}} \quad (4.106)$$

式中,  $n$  为螺旋线圈的匝数。

式(4.106)是很难完全满足的,因为通常情况下,螺旋线圈的电感只有几个 nH,而 SQUID 的电感有几个 pH。另外,为了工作在无

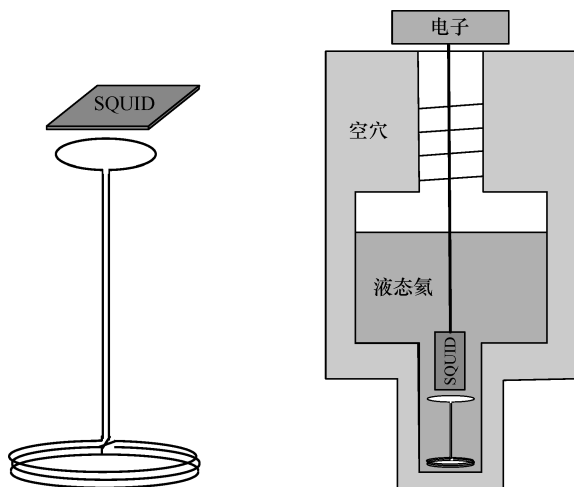


图 4.164 通量变换器和 SQUID 装置的真空瓶

磁滞状态以及得到大的输出信号，麦坎伯因数（Mc-Cummlerland factors）需要满足：

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} < 1, \beta_L = 2L_{SQ} I_c \Phi_0 \approx 1 \quad (4.107)$$

另外，SQUID 环的噪声能量  $E$  为（Koch, 1989）：

$$E = 16k_B T \sqrt{LC} \quad (4.108)$$

因此，SQUID 装置的电感  $L_{SQ}$  和结电容  $C$  应尽可能的小。图 4.165 和表 4.13 给出了电流/电压特性曲线、输出信号、DC SQUID 装置的典型参数。

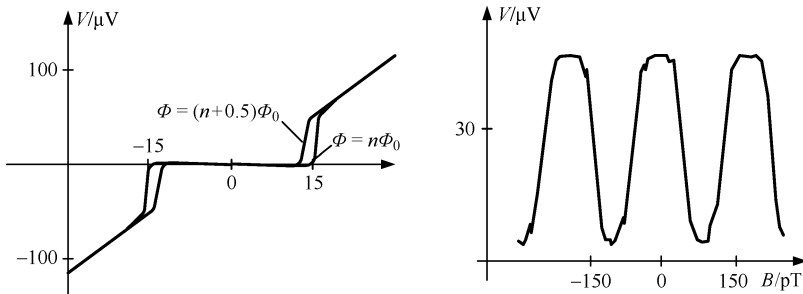


图 4.165 典型 DC SQUID 装置的特性及其输出信号

(After Koch, H., SQUID sensors, in Magnetic Sensors, Boll R. and Overshot K. J. (Eds.), Chapter 10, VCH Verlag, Weinheim, Germany, 1998)

表 4.13 典型 DC SQUID 装置的参数

|          |          |       |                     |       |                                             |
|----------|----------|-------|---------------------|-------|---------------------------------------------|
| SQUID 感抗 | $L_{SQ}$ | 620pH | 临界电流                | $I_c$ | 15μA                                        |
| 输入线圈匝数   | $n$      | 19    | 分流电阻                | $R/2$ | 3.6Ω                                        |
| 拾取线圈感抗   | $L_p$    | 60nH  | 灵敏度                 |       | 0.25nT/Φ₀                                   |
| 输入线圈感抗   | $L_i$    | 110nH | 噪声 $f > 1\text{Hz}$ |       | $2 \cdot 10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ |
| 互感       | $M_{SQ}$ | 60H   |                     |       | $5\text{fT} / \sqrt{\text{Hz}}$             |
| 结电容      |          | 0.7pF |                     |       |                                             |

（来源：Koch, H., SQUID sensors, in Magnetic Sensors, Boll R. and Overshot K. J. (Eds.), Chapter 10 VCH Verlag, Weinheim, Germany, 1989）

从图 4.165 可以看出，SQUID 传感器的典型输出信号相当小，输出信号也不超过  $100\mu\text{V}/\Phi$ ，尽管报道的灵敏度高达  $300\mu\text{V}/\Phi_0$ （Drung et al., 1991）。在特殊设计中，比如双驰豫振荡（DROS）SQUID 中，灵敏度可以提高到  $1 \sim 10\text{mV}/\Phi_0$ （Pizella et al., 2001）。

噪声水平是 SQUID 装置性能的关键参数。图 4.166 给出了一个 DC SQUID 传感器磁噪声的典型频谱。可以看出在低频段， $1/f$  型的噪声占主要地位，但是超过 0.1Hz 之后，DC 低温 SQUID 传感器的分辨率为  $5\text{fT}/\text{Hz}^{-1/2}$ 。在有关报道中分辨率为  $2.5\text{fT}/\text{Hz}^{-1/2}$ （灵敏度为  $370\mu\text{V}/\Phi_0$  和  $0.47\text{nV}/\Phi_0$ （Drung et al., 1990, 1991, 2007））。在高温 SQUID 传感器中，分辨率要比低温时高 10 倍，分辨率为  $30\text{fT}$  也曾被报道（Cantor 等人, 1995；Beyer 等人, 1998；Faley 等人, 2001），如图 4.167 所示。

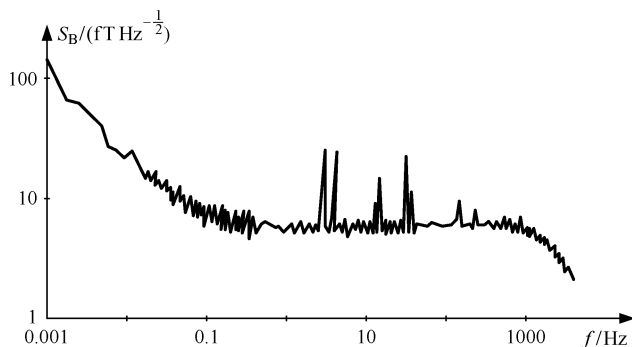


图 4.166 DC SQUID 装的典型磁噪声频谱

(来源: Koch, H., SQUID sensors, in Magnetic Sensors, Boll R. and Overshot K. J. (Eds.), Chapter 10 VCH Verlag, Weinheim, Germany, 1989)

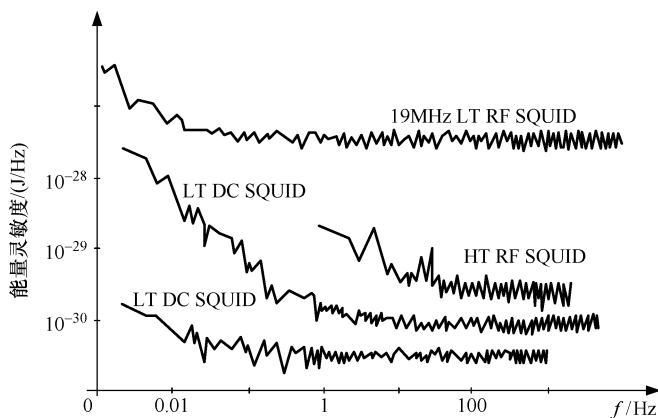


图 4.167 不同 SQUID 传感器的能量灵敏度

(来源: Fagaly, R. L., Rev. Sci. Instrum., 77, 101101, 2006.)

灵敏度取决于装置的输入电感, 因此为了比较不同的 SQUID 装置, 用能量密度  $E_N$  代替磁噪声  $S_B$  或者是  $S_\Phi$  可以得到:

$$E_N(f) = \frac{S_\Phi(f)}{2L} [\text{J/Hz}] \quad (4.109)$$

能量灵敏度通常都由普朗克常数  $h = 6.6 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$  形式表示。典型的商用 RF SQUID 传感器能量灵敏度为  $E_n < 10^{-29} \text{ J/Hz}$ , 而 DC SQUID 传感器能量灵敏度  $E_n < 10^{-31} \text{ J/Hz}$  (约为  $100h$ )。理论上估计的灵敏度限制在  $h/2\pi = 1.1 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$ 。温度 4.2K 时能量灵敏度为  $3h$ , 温度为 1.5K 能量灵敏度为  $1.6h$  已见诸报端 (Van Harlingen et al. 1982, Wakai and Van Harlingen 1988)。这么小的灵敏度是在高频场 (3MHz) 时, 忽略  $1/f$  型噪声, 只考虑白噪声得到的。

#### 4.6.3 SQUID 磁力计

通常的 SQUID 装置工作在一个闭合通量锁定环 (FLL) 结构中, 如图 4.168 所示,



而输出电流则作为反馈。这种方式下，SQUID 装置可用作零磁场探测仪。

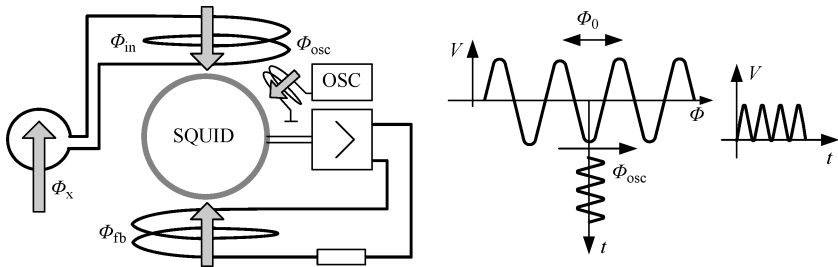


图 4.168 SQUID 磁力计的闭合通量锁定环工作模式

因为输出信号较小，噪声通常被交流磁通量  $\Phi_{osc}$  进行调制，或者是利用同步检测器（锁定放大器）消除噪声。为了得到反馈，SQUID 传感器通常都装额外的反馈线圈，如图 4.169 所示。反馈线圈也可以作为调制线圈。

图 4.170 给出了一个 RF SQUID 磁力计的基本电路。包含一个约瑟夫逊结的 SQUID 装置通过互感 RF 振荡器（典型频率为 19MHz）与谐振储能电路相接。在 SQUID 环中由外部被测磁场产生的电流，跟随着储能电路产生的 RF 回路电流变化。如果总电流（周期性的）超过了临界值，可得到周期性的超导态和常态间的转化，可吸收每一个新增的磁通量子。如果工作点（回路电流）选在  $V_{rf}$  ( $I_{rf}$ ) 特性曲线平稳的地方（如图 4.157 中的 A 点），就可得到随外磁场三角形变化的  $V_{rf}$ ，如图 4.157 所示。

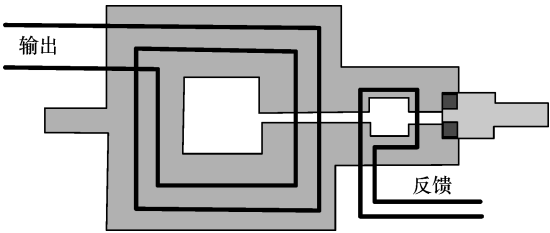


图 4.169 装有输入和反馈平面线圈的 SQUID 装置  
(来源: Cantor, R. and Ludwig, F., SQUID fabrication technology, in The SQUID Handbook, Clarke J. and Braginski A. I. (Eds.), Chapter 3, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, 2004.)

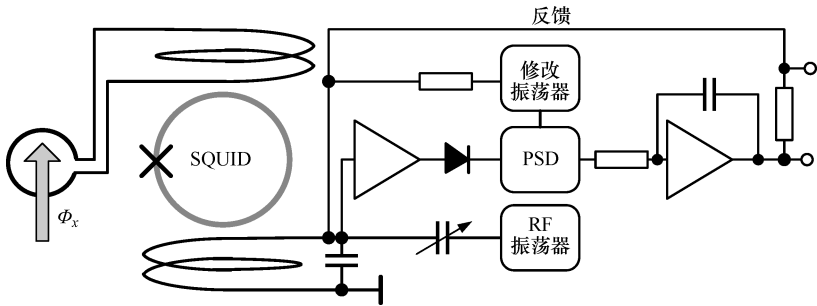


图 4.170 RF SQUID 磁力计

图 4.171 给出了 DC SQUID 磁力仪的基本电路。包含两个约瑟夫逊结的 SQUID 装

置由直流电流供电。SQUID 装置中的电压降（输出电压）变化，就类似于  $\cos\Phi$  随着  $\Phi_0$  的周期性变化，如图 4.165 所示。工作点可以选在正弦曲线的线性部分或者是最大点（见图 4.168）。然后调制信号被放大和同步整流。

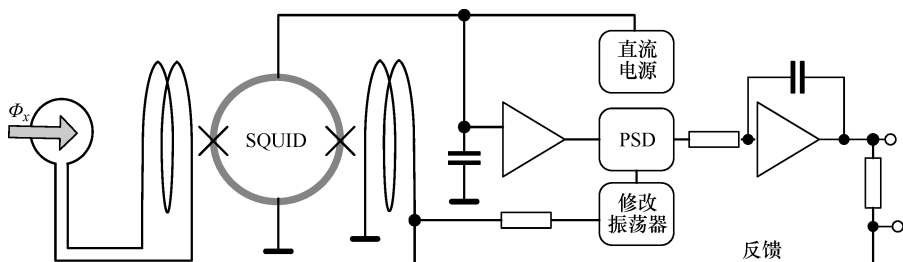


图 4.171 DC SQUID 磁力计

图 4.172 给出了一个 DC SQUID 磁力计，负反馈电路是由正反馈电路支持，反馈信号取自 SQUID 装置输出信号。这种形式称为附加正反馈 AFP 装置（Drung et al. 1990, 1991, Drung and Muck 2004）。附加正反馈将不对称引入到传输特性中——其中一条斜线更陡峭，因此在工作点 A（见图 4.172）的灵敏度要比传统的 DC SQUID 装置要好一些。

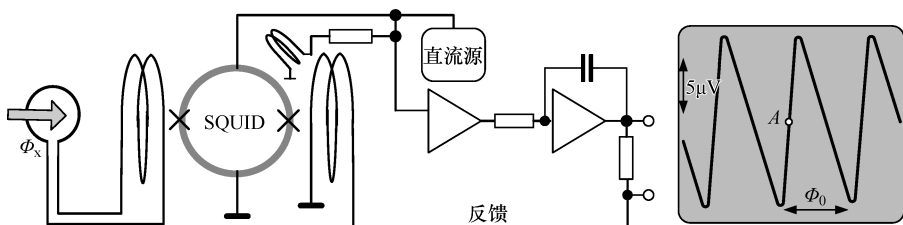


图 4.172 AFP DC SQUID 磁力计

通过使用 AFP，可以将 SQUID 装置灵敏度从  $100\text{nV}/\Phi_0$  提高到  $300\text{nV}/\Phi_0$ 。但是使用不同工作原理使 SQUID 装置灵敏度显著提高也是有可能的。通常将弱键与电阻和电容旁路，避免依赖于电压  $V(I)$  的磁滞。如果旁路电阻选择合适，并且 SQUID 装置工作在滞后模式，就可以观察到弛豫振荡。这种 SQUID 的弛豫振荡（ROS）可以被用来测量外磁场。所使用的脉冲频率、脉冲平均值都取决于待测量的磁通量。因此，这种工作原理被用作磁通量—频率转换器。

通过使用 ROS 原理，可以得到高达  $4\text{mV}/\Phi_0$  的分辨率。但通过将 SQUID 装置串联参考第二种装置（见图 4.173），并且选择合适的  $R$  和  $L$  值，有可能制造出称为 DROS 的 SQUID 装置，这种装置弛豫振荡频率大约为  $80\text{MHz}$ ，能量密度为  $160\text{h}$ ，通量转换成电压的转换器分辨率为  $80\text{mV}/\Phi_0$ （Gugoshnikov et al. 1989, 1991, Adelerhof et al. 1994, 1995）。

近年来，SQUID 装置已成为在  $\text{fT}$  到  $\text{pT}$  范围测量磁场不可缺少的工具，装置的典型分辨率大约为  $5\text{fT}$ 。低温 DC SQUID 装置就可以满足以上要求。高温（ $77\text{K}$ ）SQUID 装

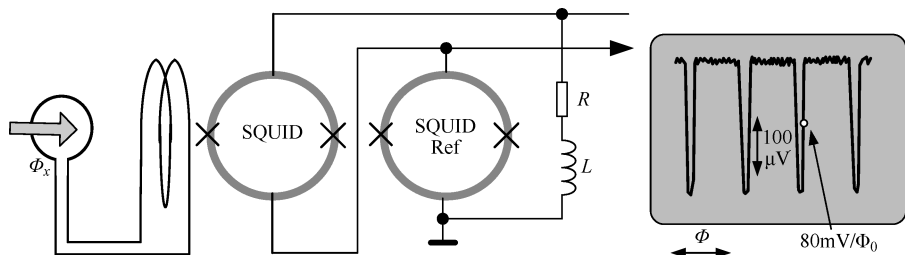


图 4.173 DROS DC SQUID 磁力计

置分辨率大约为  $100\mu\text{V}/\Phi_0$ ，其性能（主要是分辨率）要比低温 SQUID 装置的性能差 10 倍，这就需要使用质量好的前级放大器（Drung, 1997）。SQUID 装置广泛用于直流或低频磁场的测量，其工作范围可以达到 MHz，且 SQUID 磁力计可以测量矢量场。

通过使用标准杜瓦瓶制冷器，可以制造出价格合理的可移动多传感器 SQUID 装置。尽管 SQUID 磁力计主要应用在生物磁的研究中（Romani et al. 1982, Zeng et al. 1998, Zhang et al. 2000, Pizella et al. 1001, Koch 2001, Sternickel and Braginski 2006），最近拓展了 SQUID 磁力计的应用，开始将用于非破坏性测试（Weinstock 1991, Vrba et al. 1993, Wiskwo 1995, Jenks et al. 2000, Krause and Kreutzbrause 2000, Chatraphorn et al. 2000, Krause and Kreutzbruk 2002）和地球物理勘探中（Zhang et al. 1995, Bick et al. 1999）。

## 4.7 共振传感器及磁力计

### 4.7.1 概述

核磁共振（NMR）作为一种磁共振成像（NMI）工具，广泛应用在医学诊断和 X 射线断层摄影装置中。这个课题在许多书籍和文献中都进行过描述（例如，Kuperman 2000, Vlaardingerbroek and den Boer 2003, Guy and Efyche 2005）。NMR 应用会在稍后进行讨论<sup>⊖</sup>。相比于著名的 MRI 应用，核共振也可用在其他方面，主要有：

- 1) NMR 光谱学作为化学分析的方法。
- 2) NMR 磁力计可高精度地测量强磁场。
- 3) NMR 自由旋进磁力计用于弱磁场的测量。

在这些装置中，应用了原子核的磁特性。原子核存在一个电荷旋转产生的磁矩，在外磁场中这个磁矩可看作是基本磁极。但是与罗盘磁针方向相反，磁矩的方向并不是沿着外磁场的方向，而沿选定的量子方向上以共振频率  $f_0$  旋转，且共振频率  $f_0$  严格取决于磁场  $B_0$  的值。

在外磁场中，一个原子核的两种不同能级状态，取决于它的自旋量子数（对齐自旋能级能量要小于非对齐自旋能量，如图 4.174 所示）。不同能级  $\Delta E$  与外磁场  $B_0$  呈线

⊖ 在 6.3.3 节介绍了磁在医学中的贡献。

性关系:

$$\Delta E = \hbar \gamma B_0 \quad (4.110)$$

式中,  $\gamma$  为旋磁比。

当施加垂直于  $B_0$  的交流磁场时, 可引起原子核在两种能级之间的跃迁, 而且这种跃迁在共振频率  $f_0$  时达到最大:

$$f_0 = \gamma_p B_0 \quad (4.111)$$

其中, 质子  $^1H$  的旋磁比为  $\gamma = 2.67515255 \times 10^8 \text{ rad/sT} = 42.5760812 \text{ MHz/T}$ , 氦核  $^3H$  的旋磁比为  $\gamma = 0.4104415 \times 10^8 \text{ rad/sT} = 6.535692 \text{ MHz/T}$ 。

在共振状态, 能级间跃迁会导致能量吸收, 如图 4.174 所示。由此, 可用两种方法观察到共振态: 通过改变交流磁场频率  $f_0 \pm \Delta f$  确定合适的磁场值  $B_x$ , 或是调整附加磁场  $\Delta B$  (改变待测磁场  $B_x \pm \Delta B$ ) 找到合适的交流磁场频率。

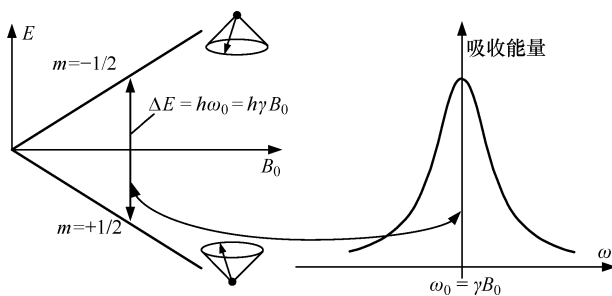


图 4.174 核磁共振原理

NMR 磁力计最主要的优点在于其精确度。旋磁比是一个物理常数, 且这个常数很精确。因此, 就可能在 1ppm ( $10^{-6}$ ) 的不确定度水平测量磁场。由于有比较高的精确, 这些磁力计可用作标准量具标定标刻度, 比如, 霍尔磁场测量计 (Schott et al. 1999, Weyand 1999)。

连续波 NMR 磁力计的分辨率有限制——在低于 50mT 磁场时能级分裂很小, 这个能级分裂值在商用磁力计中是最小的。为了测量大小在 1Pt ~ 100μT 之间的弱磁场时, 尤其是在地球物理学应用, 采用了各种不同的方法。这样的 NMR 磁力计就是通过测量自由旋进的频率来工作的。

在空间磁场研究中, NMR 磁力计的分辨率不够高, 这是因为其旋磁比较小。地磁场大小为 50μT, 其对应的共振频率只有 2100Hz。因此对于弱磁场, 使用电子自旋共振 ESR 磁力计 (也称电子顺磁共振) 来代替 NMR 的方法。因为旋磁比取决于粒子的质量, 因此, 将玻尔磁子看做自由电子, 对于  $^4\text{He}$ , 可以得到:

$$\gamma = 28.02468 \text{ GHz/T}$$

电子自旋共振的旋磁比要比核磁共振高 660 倍。

在 ESR 中, 磁场会引起能级分裂, 称为塞曼效应。电子的共振跃迁与光波频率有关。因此光泵浦磁力计就作为 ESR 仪器用于磁场测量中。

所有的共振磁力计 (尤其是自由旋进装置) 都需要一个准确的时间来确定频率, 这就给连续的磁场测量提出了一个问题。更主要的问题就是光泵浦磁力计的光源需要消耗很多的能量, 这是磁力计应用空间研究的一个障碍。欧佛豪瑟效应 (Overhauser magnetometer) 磁力仪可以解决这两个问题, 其将 NMR 和 ESR 两种共振特性结合在一起 (因此, 亦称双共振磁力计)。

所有的共振磁力计的另一个典型缺点就是不能测量矢量场。

#### 4.7.2 测量强磁场的 NMR 磁力计

大部分 NMR 测量装置理论上都应用了布洛赫在 1946 年提出的工作原理 (Bloch, 1946)。基本的布洛赫方程描述了由外磁场  $\mathbf{B}$  引起的核磁化强度  $\mathbf{M}$  的改变:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - i \frac{M_x}{T_2} - j \frac{M_y}{T_2} - k \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (4.112)$$

式中,  $M_0$  是在外磁场  $B_0$  作用下平衡条件的磁化强度;  $T_1$  是自旋一点阵弛豫时间;  $T_2$  是自旋—自旋弛豫时间。

可用一个充满质子材料的样品 (比如水) 来作为传感器。这个样品被一个垂直于被测磁场  $B_0$  的交流调制磁场  $B_{RF}$  所磁化, 样品放在与共振储能回路相连的便携式线圈中。随着能量吸收的增加 (吸收法) 或者是磁化增加, 共振电路调谐后可检测到共振状态。

为了解布洛赫方程, 在磁化率  $\chi_0 = M_0/B_0$  和振荡磁场  $B_{RF}$  磁化样品, 可确定磁化强度  $M$  (Fiorillo 2004):

$$M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = \frac{\mu_0 \gamma_0 \omega_0 T_2}{\sqrt{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2}} B_{RF} \quad (4.113)$$

式 (4.113) 称为洛伦兹曲线, 描述了角频率为  $\omega$  的固定磁场  $B_0$  下的共振过程。或通过固定频率的磁场下作用, 来确定吸收能量 (Weyand 1989):

$$P(B) = \frac{\chi}{2\mu_0 1 - \gamma^2 (B - B_0)^2 T_2^2 + 0.5 \gamma^2 B_{RF}^2 T_1 T_2} \gamma B_0^2 B_{RF}^2 \quad (4.114)$$

这也是描述共振曲线的方程, 如图 4.175 所示。其特性参数  $\Delta B$ —半峰全宽 (FWHM) 取决于弛豫时间

$$\Delta B = \frac{2}{\gamma T_2} \quad (4.115)$$

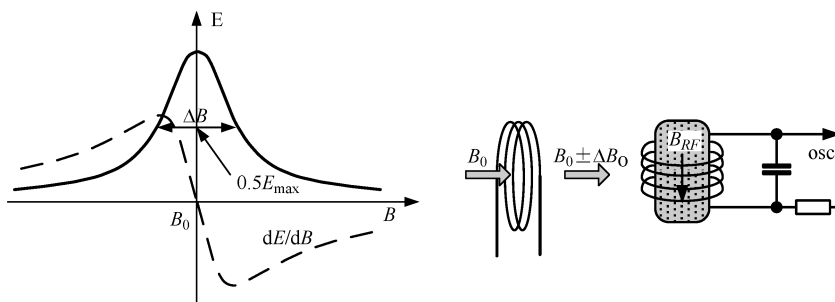


图 4.175 利用吸收检测的 NMR 传感器

有必要选择合适的交流磁场和弛豫时间满足热平衡条件, 质子在共振频率下从外磁场连续吸收能量。如果弛豫时间很短, 对正确的检测到共振,  $\Delta B$  值会太宽; 如果弛豫时间太长, 共振曲线会比较狭窄, 但其强度和吸收信号就比较小。对室温下的纯水,  $T_2$  为 2.3s,  $T_1 \approx 1.5T_2$ 。通过增加少量的顺磁盐, 比如  $\text{CuSO}_4$ 、 $\text{NiSO}_4$  或  $\text{FeNO}$ , 可以将

时间降低到毫秒级。

通常, 缠绕在样品上的磁化线圈与 LC 共振回路相连接, 共振回路是由振荡器经过一个电阻来激励。这就很有帮助, 因为在共振吸收增加能量时, LC 回路中的电压会改变。为了检测到共振态, 可由导数  $dE/dB$  代替共振曲线 (见图 4.175), 这种方法中, 过零点比较容易检测到。

图 4.176 给出了由布洛赫制造出的第一个 NMR 磁力计 (Bloch et al. 1946)。振荡磁场  $B_{RF}$  垂直于被测磁场  $B_0$ 。接收线圈就直接缠绕在球状样品上, 同时垂直于被测 DC 磁场和磁化磁场  $B_{RF}$  (频率接近于共振频率)。两个线圈 (磁化和接收线圈) 之间的角度要合适, 以避免接收线圈产生无线射频分量感应。为了检测到共振, 被测 DC 磁场经过一个平行的 60Hz 小磁场 (由附加线圈产生) 调制。在调制场中检测到二次谐波最大时得到共振状态, 如图 4.176 所示。在调谐振荡器达到共振态后, 可通过测量到的共振频率来计算磁场。

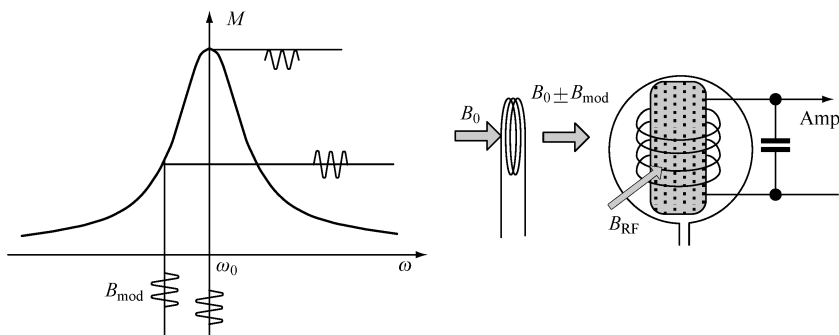


图 4.176 用于检测感应电压的 NMR 布洛赫传感器

最近, 能量吸收是一种常见检测共振状态的方法。大多数 NMR 磁力计都工作在“场跟踪系统”——输出频率随着被测磁场的变化而变化, 这是因为磁力计能够自动调谐 (Coles 1972, Kubiak et al. 1979, Weyand 1989)。为了检测到共振, 会沿着被测磁场方向新增加一个磁场  $\Delta B_0$ 。图 4.177 给出了一种典型的磁力计。直流磁场  $B_0$  被一个三角波形的磁场调制, 每当共振出现 (一个扫频场循环中会出现两次), 传感器输出信号经过放大后会改变, 经触发器后整形为矩形波。

这个波形与控制振荡器偏移的信号相比, 每一步都过零交叉点。共振状态时, 两个信号应该相同——因为这意味着共振出现在严格的三角磁场的零点 (见图 4.178)。误差电压代表两个信号的不同, 被电压控制振荡器 (VCO) (例如变容二极管) 用来进行频率调谐。

图 4.178 给出了简单误差信号产生的一个例子。在共振态, 正、负脉冲的宽度是一样的, 信号的平均值是零。如果振荡器处于非调谐共振态, 误差信号的平均值不是零, 可以用来控制 VCO 装置。

商用 NMR 磁力计的传感器 (探针) 尺寸为  $16\text{mm} \times 12\text{mm} \times 230\text{mm}$ , 工作部分直径只有 4mm, 长度为 4.5mm。Boero 和其同事 (Boero et al. 2001) 制造出集成芯片 CMOS

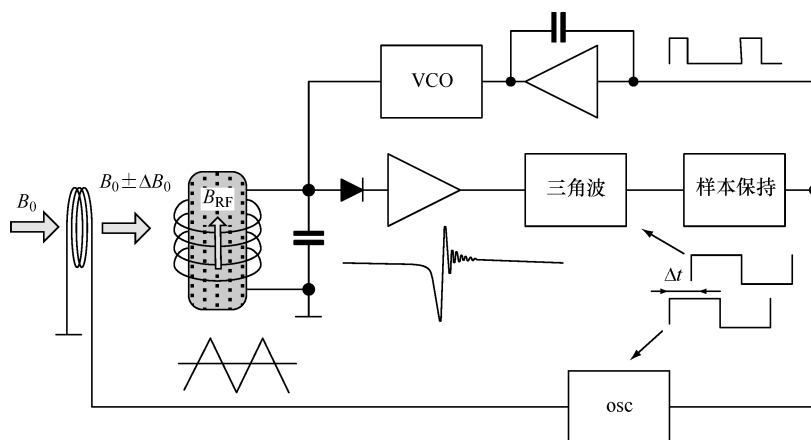


图 4.177 典型 NMR 磁力计的工作原理

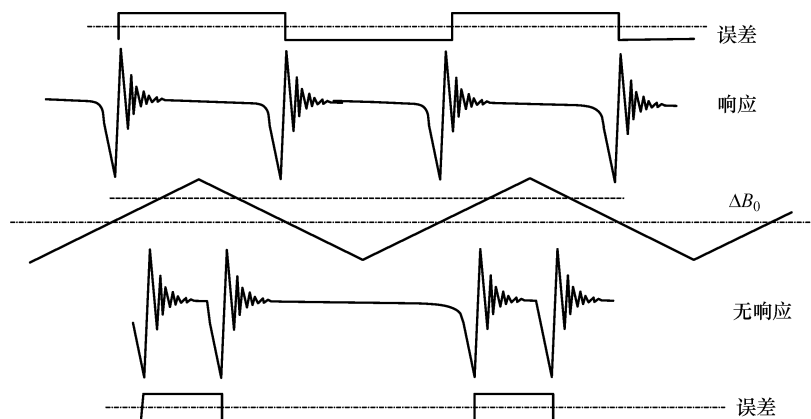


图 4.178 振荡频率与共振频率相同以及震荡失调时 NMR 传感器的输出信号

传感器，这种传感器的空间分辨率更好一些。图 4.179 给出了这种传感器。包含两个平面线圈、前置放大器、混频器和放大器。探测线圈是由两个不同方向缠绕的恒等线圈组成，不同方向缠绕是为了避免与励磁线圈耦合。在探测线圈上，加上体积为  $1\text{mm}^3$  的顺式聚异戊二烯固体样品。励磁线圈通过外 RF 振荡器产生的  $40\mu\text{s}$  的脉冲进行激励，使用计算机对响应进行傅里叶分析。这种装置在  $0.7 \sim 7\text{T}$  磁场测量范围内分辨率为  $1 \times 10^{-6}$ 。

商用 NMR 磁力计是根据 Metrolab 模型设计的，可测量磁场范围是  $0.2 \sim 20\text{T}$ （包含 10 个量程），精确度为  $5 \times 10^{-6}$ ，分辨率为  $0.01 \times 10^{-6}$ ，每秒钟测量速度可达 60 次。在  $0.04 \sim 2\text{T}$  磁场范围，使用掺杂了  $\text{NiSO}_4$  水作为样品材料，如果频率范围更高，则使用掺杂  $\text{GdCl}_3$  重水作为样品。不幸的是，对所有共振磁力计，传感器需要被测磁场均匀——匀质  $1200 \times 10^{-6}/\text{cm}$ （强磁场则大约为  $300 \times 10^{-6}/\text{cm}$ ）。

#### 4.7.3 测量弱磁场的 NMR 磁力计

上述的 NMR 传感器的信号在测量微弱磁场时会被噪声覆盖。因此，在这弱磁场范



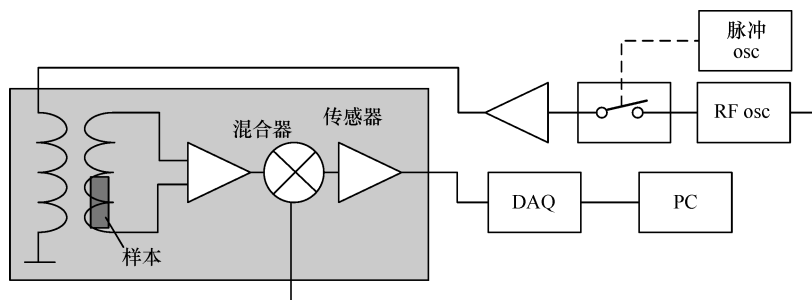


图 4.179 基于 CMOS 集成技术的布洛赫 NMR 磁力计原理图

围内，就需要使用不同的测量原理，如图 4.180 所示。第一步，与待测磁场  $B_x$  垂直的直流强磁场  $B_0$  将大体积（典型为 1L）样品磁化。第二步，关闭极化磁场，此时质子磁矩开始转向与外部被测磁场平行方向，这个过程就是进动的衰减。

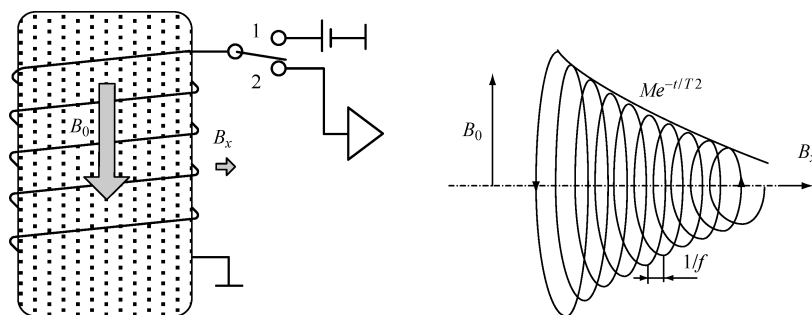


图 4.180 自由旋进质子磁力计的工作原理

进动的频率取决于系数等于旋磁比的测量磁场。这样，测量磁场值后，足以观察到传感器的周期信号，也可测量到感应电压的频率。

自由旋进质子磁力计的工作原理看起来很简单。互联网上可以查到许多关于这种磁力计信息，比如，威力勃兰特（Willy Bayot）<sup>①</sup>提出业余制作磁力计的“实际指南”。但是这些业余爱好者想要制作质子磁力计还有很多的障碍：

1) 典型传感器的输出信号很小（在几个  $\mu\text{V}$  级），常混有噪声和工频干扰，因此就需要质量好的放大器。

2) 进动的时间很短——只有几秒钟（见图 2.51）。此外，进动频率不是很高—— $50\mu\text{T}$  地磁场对应频率才只有 2130Hz，因此精确的测量输出频率十分困难。

3) 为了观察到进动，需要确保被测磁场的一致性。另外，如果被测磁场不是严格垂直于励磁磁场  $H_0$ ，也不会观察到进动。

4) 极化磁场切除必须足够快在进动之前极化磁场应该降为 0。这就意味着切除时

① 在互联网上，可以查到 J. A. Koehler 的非常有用的文章：“质子进动磁力计”。不幸的是，网页的地址改变了且文章好像没有在任何印刷物上发表。



间要比被测信号周期更短,通常这个时间要小于  $50\mu\text{s}$ 。另一方面,线圈电感较大,磁场迅速切换就会产生电弧和大的过电压(有时会引起振荡)。因此需要连接一个附带小延迟的放大器。通常,将输出电路连接齐纳二极管,来避免过电压。

一个典型质子进动传感器设计成螺旋形导电管,玻璃芯中充满质子液体——水或者是苯。通常使用同一个线圈进行极化和测量。为了得到足够的灵敏度,样品的物理尺寸应该相当大——典型体积为  $0.5\text{L}$  或是  $1\text{L}$ 。螺旋形导电管有一些缺点,容易受到外部 AC EM 磁场干扰,且被测磁场与线圈轴垂

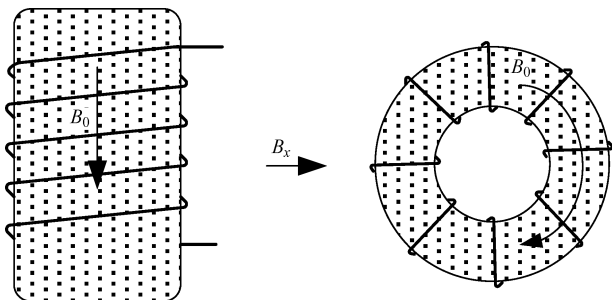


图 4.181 旋进质子磁力计传感器的两种主要性状

直时才能准确的工作。这就是 Acker 提出使用圆环形来替代圆柱或球形的原因,如图 4.181 右侧所示 (Acker 1971, Primdahl et al. 2005)。在这种传感器中,被测磁场是垂直于极化磁场的。

圆柱形传感器输出信号可以由下式决定 (Faini and Svelto 1962, Koehler 2004):

$$e \cong \frac{\chi \omega \mu_0 n^2 I}{\sqrt{2} b^2} v \sin \alpha \quad (4.116)$$

而圆环形输出的相同信号为以下关系:

$$e = \frac{\chi \omega \mu_0}{2 \sqrt{2}} n^2 I (R - \sqrt{R^2 - r^2}) (2 - \sin^2 \alpha) \quad (4.117)$$

式中  $n$  为线圈匝数;  $b$  为螺旋管的长度;  $v$  是体积;  $I$  为极化电流;  $R$  和  $r$  是超环面的外半径和内半径;  $\alpha$  是被测磁场与超环面轴之间的夹角。

可以看出:为了得到幅值较大的信号,样品的尺寸、极化电流、线圈匝数都应该大。另一方面,由于磁力计通常都是由电池供应,电流就不可能太大——通常设计只保证极化磁场大小为  $50\text{mT}$ 。另一个限制就是线圈匝数,输出信号比较小,这就需要线圈的阻抗要小,以限制热噪声。

巴约 (Bayot, 2008) 描述的传感器参数如下:长  $100\text{mm}$ 、直径  $60\text{mm}$ 、体积为  $100\text{mL}$  的塑料瓶中装有水,在瓶子上面绕有  $1130$  圈的  $0.8\text{mm}$  的导线 (AWG 20)——直流阻抗  $8.3\Omega$ ,电感  $57\text{mH}$ 。为了极化,使用电压  $12\text{V}$ 、极化电流为  $1.46\text{A}$ 。输出信号为  $1.6\mu\text{V}_{\text{rms}}$ , SNR (信噪比) 为  $45\text{dB}$ 。

图 4.182 给出了一种质子旋进磁力计的框图。由于信号的频率比较小,频率测量就改为周期测量。门被打开的条件是  $2^N$  个脉冲 (典型的是  $2048$ ), 磁场可由  $H_x = 2^N f / C\gamma$  计算, 其中,  $f$  为标准振荡器的频率,  $C$  为脉冲计数器的读数。根据以上的参数,地磁场的测量时间大约为  $1\text{s}$ 。

在现代磁力计中,经典频率或时间的测量被使用 DSP 代替,如 FFT 计算。商用 G-856 型磁力计的参数如下:分辨率为  $0.1\text{nT}$ ,精确度为  $0.5\text{nT}$ ,测量磁场范围  $20\mu\text{T} \sim$

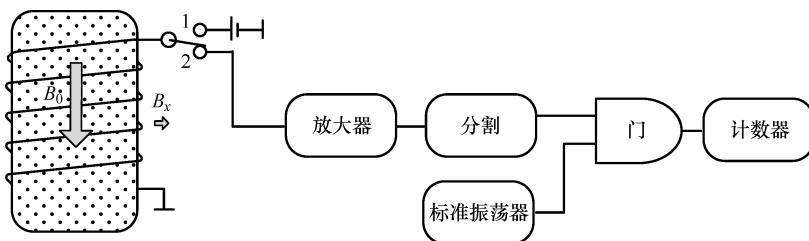


图 4.182 典型质子磁力计的原理框图  
(From Stuart, W. F., Rep. Prog. Phys. 35, 803, 1972)

90 $\mu$ T, 可接受的梯度 (不均匀性) 为 1 $\mu$ T/m, 传感器的尺寸为 9 $\times$ 13cm。另一种 GME 系统的 GSM-19 型磁力计分辨率为 0.01nT, 精确度为 0.2nT, 磁场测量范围为 20 $\mu$ T ~ 120 $\mu$ T, 可接受的梯度为 7 $\mu$ T/m, 尺寸为 7 $\times$ 17cm。

自由质子进动测量时间相对较长是一个严重的问题。极化需要等待几个  $T_1$  的时间, 实际上类似的读数也需要几个  $T_2$  的时间。因此单次测量水进动就需要 10s, 从原理上不能连续地进行测量。

解决这个缺点的方法是空间隔离极化部分, 并且在测量中使用流动的水, 如图 4.183 所示。这种磁力计是由谢尔曼 (Sherman 1959) 提出的, 之后被其他研究者 (Pendlebury et al. 1979, Kim et al. 1993, Woo et al. 1997) 改进。在含有流动水系统中, 水首先被永磁体极化, 然后传递给探测传感器。在这种设计中, 水被充分极化, 输出信号的连续测量也成为可能。

在谢尔曼提出的测量系统中 (见图 4.184), 水被永磁体极化, 极化方向与被测磁场方向一致。励磁线圈产生一个垂直于测量磁场的振荡场, 这个振荡场频率接近于预测的进动频率。通过增加一个调制线圈, 可能精确地测量到共振状态 (参见图 4.184 中的信号波形)。

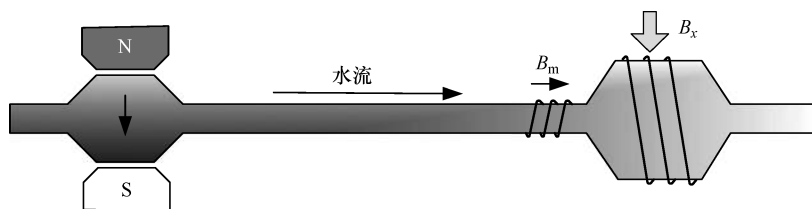


图 4.183 采用流动水的质子进动磁力计

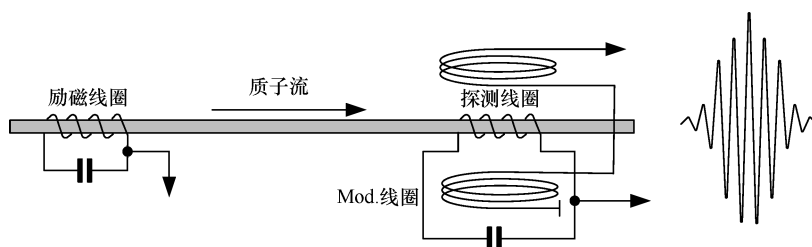


图 4.184 谢尔曼提出的采用流动水质子进动磁力计

很多其他的流动水磁力计也已提出,包括纯水进动磁力计,这种磁力计的水的磁化方向垂直于测量磁场的方向,可以观察到自由进动(Stuart, 1972)。另一方面,流动水系统检测到效果令人满意,这种系统也适用于经典 NMR 共振,应用在吸收能量的检测上。实际上,尽管这样的系统看起来比较复杂,设计比较困难,商业化的流动水磁力计得到了实用。

弗吉尼亚科学仪器公司生产的 FW101 型测量磁场范围为  $1.4\mu\text{T} \sim 2.16\text{T}$  (扩展版 FW201,  $0.7\text{T} \sim 23.4\text{T}$ ), 精确度为  $5 \times 10^{-6}$ 。流动水磁力计包含 5 个部分: 强磁场极化器、流动水探测器、合成频率源 ( $50\text{Hz} \sim 100\text{MHz}$ , 分辨率为  $0.01\text{Hz}$ )、质子磁极化分析仪和一个水泵系统。除了灵活性 (在极宽的磁场测量范围内只有一个探针), 流动水系统的优点在于其传感器的尺寸小 ( $2\text{mm} \times 3\text{mm}$ ), 因此也可以测量更高的非均匀磁场。

#### 4.7.4 光泵传感器及磁力仪

自由进动磁力计分辨率 (nT 级) 相对较差, 理论上可通过使用电子共振来改善分辨率, 这是因为电子共振旋磁比是质子共振旋磁比的大约 1000 倍。为了检测到电子共振, 需要使用含有自由电子的材料来做样品。通过试验在不同自由基的材料选择方面取得了成果 (Duret et al. 1991)。近年来, 自由基电子共振样品被广泛应用在双重核共振磁力仪中 (参加 4.7.5 节)。但对于检测 ESR, 则使用的是光泵浦磁力仪。

光泵浦磁力仪基于以下三个物理效应:

- 1) 塞曼发现的塞曼效应 (Zeeman, 1897)
- 2) 卡斯特勒提出的光泵效应 (Kastler, 1950)
- 3) Bell 和 Bloom 引入的碱蒸汽磁力仪进行磁共振的光检测技术 (Bell 和 Bloom, 1957)。

塞曼效应 (参见 2.6.3 节描述) 得出原子在外磁场的作用下产生能级分裂, 能级分裂  $\Delta E$  与磁场成比例:

$$\Delta E = \frac{\hbar\gamma}{\mu_0} B = \frac{\hbar}{\mu_0} f_0 \quad (4.118)$$

并且  $\Delta E$  可通过次能级激发和衰变中所吸收或发射的光来检测。因为能级分裂与共振频率  $f_0$  有关, 样品在共振频率的振荡磁场作用下, 会发生最大的 (共振) 吸收或发射。通过改变磁场频率检测到共振, 然后根据式 (4.115) 可计算出磁场  $B$ 。对大多数材料, 塞曼分裂很复杂, 会导致很多的共振频率, 但是可选择最有效和最清晰的共振频率来进行磁场测量。

最好的样品材料是碱金属蒸汽, 因为其原子最外层上只有一个电子, 电子自旋是不对称的。第一个磁力计使用铷 ( $^{85}\text{Rb}$  或者是  $^{87}\text{Rb}$ ) 作为样品材料, 最近也是用铯 ( $^{135}\text{Cs}$ ) 或者是钾 ( $^{39}\text{K}$ ), 氦的同位素  $^4\text{He}$  也被使用。

不幸的是, 尽管将电子激发, 这种跃迁过程检测仍旧很困难, 因为在热平衡态, 次能级几乎是等密集的, 共振信号比较小。通过使用光泵浦, 可以在电子布局数中引入不平衡, 这样就可以得到足够大的共振信号。

图 4.185 给出了光泵浦原理 (在 2.6.3 节中也曾介绍过)。如果投射出合适波长的圆形极化光束, 就可以将共振辐射出的角动量传递给原子。但由于选择定则, 只有自旋方向与极化方向对应的电子能跃迁到更高能级上。这样在第一步时 (图 4.185), 只

有在基态  $G_1$  的电子（在我们的样品中，有 4 个这样的电子）能跃迁到  $H$  能级上。然后，这些电子均匀衰变回到基态，在光的影响下，只有两个电子被激发了。在经过几步之后，处于激发态的电子被禁止。这种状态通过检测碱蒸汽的透明度获得，因为此时没有电子可吸收了。这样的光泵就类似于水泵，将水从谷底运到高纬度湖中。

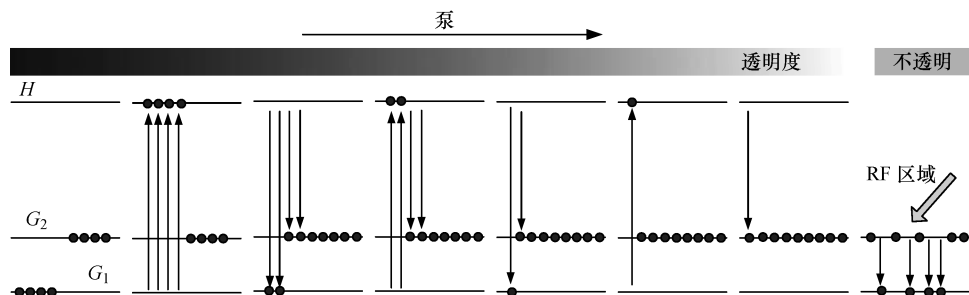


图 4.185 光泵浦的两种原理

（来源于：Lowrie, W., Fundamentals of Geophysics, Cambridge University Press, NewYork, 2007.）

如果使用附加的共振频率（与能级分裂对应）且与极化光束相垂直的振荡磁场，就将电子的跃迁约束在次能级间，这可通过透明度的改变指示出来（光发射引起不透明）。这样极化光束就有两个作用——使能级不平衡和检测共振。结合两种效应——光泵浦和共振光发射效应，可引起在共振态时的调制光强度最小。

光泵浦磁力计原理是在 20 世纪后半段被发现的（Bell 和 Bloom, 1957），而后一直在发展和改进（Alexandrov 2003）。最近，铷蒸汽被铯（Kim and Lee 1998, Groeger et al. 2000）、钾（Beverini et al. 1998, Alexandrov 2003）、氮（Guttin et al. 1994, Gilles et al. 2001, Leger et al. 2009）所代替，作为光源的放电管被激光所代替。图 4.186 给出了氦光泵浦磁力计的工作原理。

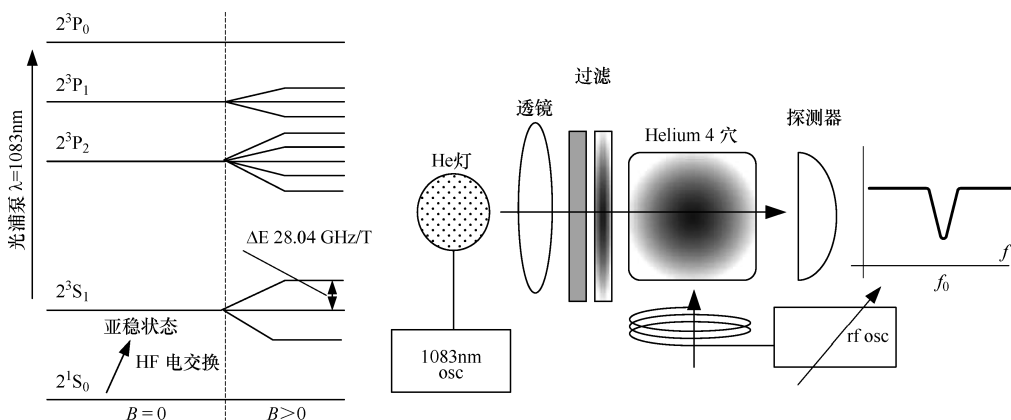


图 4.186 氦光泵浦磁力计

在图 4.186 给出的磁力计中，充氦（ $^4\text{He}$ ）光源发射出的光波长为  $1.083\mu\text{m}$ ，这个

波长对应  $2^3S_1$  态与  $2^3P_0$  态间的能量跃迁。光束下一步经过过滤和循环极，由检测器用来检测光的强度。RF 振荡器调谐到拉莫尔共振频率，这个频率可利用最小光强度检测，并对应于测量磁场的旋磁比，对  $^4\text{He}$  值为  $28.05\text{GHz/T}$ 。

图 4.187 和图 4.188 给出了激光泵浦磁力计的例子。在第一种磁力计中，在 VCO 增幅控制之后的输出信号，会自动调谐到共振频率。这种磁力计具有“锁定”功能，可以调谐到可选择的共振态，因此就需要间隔清晰的共振频率。这样的磁力计通常都应用在频率线很窄、不会重叠的钾磁力计中。第二种是“自激振荡”磁力计，输出信号作为 RF 线圈的一个正反馈采用合适的相位传输，整个系统会以共振频率振荡。这种方法通常应用在铯磁力计中，光谱线比较强，并且分布密集，谱线很宽并且重叠。

在铯磁力计中，光谱线比较强，并且分布密集，谱线很宽并且重叠。在铯磁力计中，光谱线是集中在一起的，如图 4.189 所示。

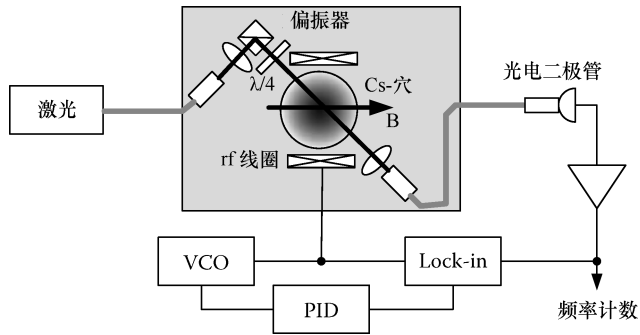


图 4.187 激光泵浦铯磁力计

(来源于: Groeger, S. et al., Sens. Actuat., A129, 1, 2006.)

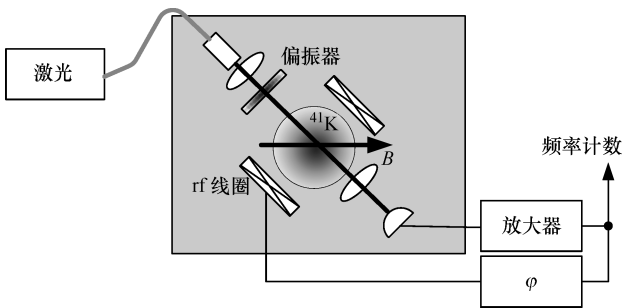


图 4.188 自振荡充钾激光泵浦磁力计

(来源于: Beverini, N. et al., Ann. Geofis., 41, 427, 1998.)

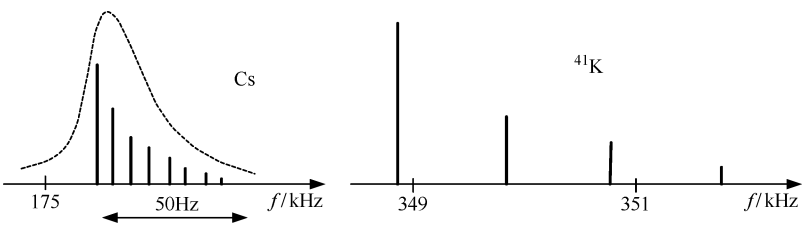


图 4.189 磁场为  $50\mu\text{T}$  时铯和钾的谱线

(来源于: Alexandrowrov, E. B., Phys. Scr. T105, 27, 2003.)

尽管光泵浦磁力计原理上可以测量磁场的标量值<sup>⊖</sup>，磁力计对随测量磁场单元（样品）的位置很敏感。航向误差可用谱线的不对称自显示，有时不能检测到共振（死区），尤其是共振频率比较接近或是重叠时。这是铯磁力计的主要缺点，也是钾磁力计的主要缺点，光谱线不能精确地分离开。

图 4.190 给出了使用固定频率和扫频磁场进行实验得到的频谱。如果极化光束沿着测量磁场方向倾斜 45°角时，航向误差是最小的。Guttin (Guttin et al. 1994) 提出通过使用一个小非磁压电电动机以矫正传感器位置的方法来降低航向误差。

氦共振有最大的旋磁比，高达 28Hz/nT。但分辨率取决于另外一些因素，如共振线宽度  $\Delta\omega_0$  以及信噪比  $S/N$ ：

$$\Delta h_{\min} = \frac{k\Delta\omega_0}{\gamma(S/N)} \quad (4.119)$$

表 4.14 给出了光泵浦磁力计三种主要材料的特性。

表 4.14 用于光磁力计主要材料的性能

| 铯                               | 钾                                 | 氦                                |
|---------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| $\gamma = 3.498572\text{Hz/nT}$ | $\gamma = 7.00533\text{Hz/nT}$    | $\gamma = 28.024954\text{Hz/nT}$ |
| $\Delta\omega = 20\text{nT}$    | $\Delta\omega = 0.1 - 1\text{nT}$ | $\Delta\omega = 70\text{nT}$     |
| $t = 23^\circ\text{C}$          | $t = 63^\circ\text{C}$            | -                                |

从表 4.14 可以得到，使用钾可得到最好的分辨率和快速响应。氦磁力计可以替代碱金属磁力计。铯和钾都需要加热得到蒸汽，而温度稳定性会影响其准确度。氦本身就是气体，不需要加热，这就增加了稳定性。Polatomic 公司 (Slocum and Ryan 2002, 2003, Slocum et al. 2002) 生产出了基于氦气的标量磁力计和矢量磁力计。

在图 4.191a 中显示的氦磁力计，氦气首先被弱射线激发到亚稳态  $2^3S_1$  能级（见图 4.186），然后到一个可调谐二极管激光束泵浦，这个激光束光波长为  $\lambda = 1082.91\text{nm}$ ，且被拉莫尔频率调制过的。这种方式中不需要额外增加 RF 垂直线圈了，使用来自相位解调器的二次谐波作为控制信号。通过三维反馈亥姆霍兹线圈来设计矢量磁力计（见图 4.191b）(Slocum and Reilly 1963, SandRyan 2002, 2003)。图 4.192 给出了氦磁力计典型噪声频谱。

表 4.15 给出了商用的光泵浦磁力计的特性。这些磁力计分辨率高于几个 fT，可用

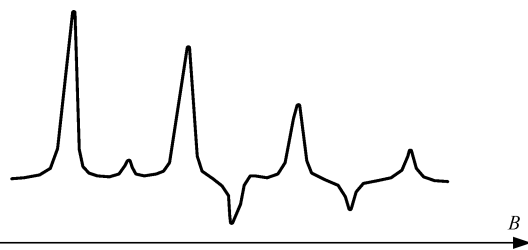


图 4.190 82kHz 固定频率的 12μT 扫频磁场实验确定的钾谱线（仅显示了主共振线）

（来源于：Alexandrov, E. B., Laser Phys. 6, 214, 1996.）

⊖ 也可设计矢量光泵浦磁力计。

于测量弱磁场。可以进行连续测量也是光泵浦磁力计一个很重要的优点（与自由旋进原理相比）。

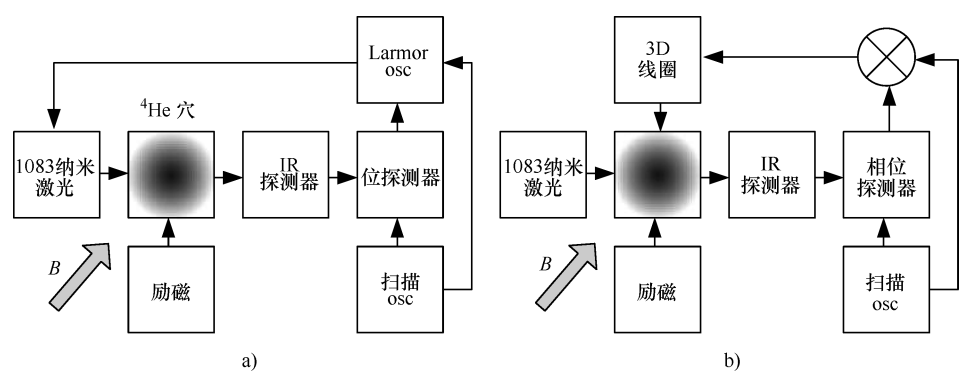


图 4.191 激光泵氦磁共振磁力计原理：  
a) 标量 b) 矢量

（来源于：Slocum, R. E. and Ryan, L., Design and Operation of miniature vector laser magnetometer, in ESTC Conference Paper B1P8, Polatomic Inc., Richardson, TX, 2003）

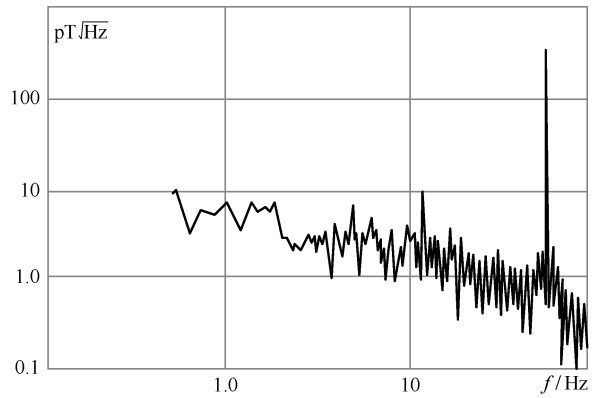


图 4.192 氦磁力计的噪声频谱

（来源于：Slocum, R. E. et al., Polatomic advances in magnetic detection, in OCEANS Conference Paper, Polatomic Inc., Richardson, TX, Vol. 2, 2002 pp. 945-951）

表 4.15 商用光泵浦磁力计的性能

| 制造商  | 几何学图形            | 先达利              | GEM 系统           | 光泵          |
|------|------------------|------------------|------------------|-------------|
| 样本   | 铯                | 铯                | 钾                | 4 氦         |
| 原理   | 自振荡              | 自振荡              | 锁                | 调制激光        |
| 范围   | 20 ~ 100 $\mu$ T | 15 ~ 100 $\mu$ T | 20 ~ 100 $\mu$ T | 100 $\mu$ T |
| 决议   | 0.5 fT           | 0.6 fT           | 0.1 fT           | 5 pT        |
| 准确度  | 3 nT             | 2.5 nT           | 0.1 nT           | 1 nT        |
| 航向误差 | <0.15 nT         | <0.25 nT         | <0.05 nT         |             |



使用三种材料的光泵浦磁力计有很明显的优势。一种磁力计集合了几种材料的所有优点。这就是所谓的串联式磁力计，小室中充满了两种物质，如混合的铯和钾（Pilz et al. 1999, Alexandrov 2003）。但在这样的设备中需要使用两种光源。

1974 年报道了另一种原理，称为光极化 $^3\text{He}$  气体（Slocum and Marton 1974）核自由进动磁力计就开始被考虑了（Moreau et al. 1997, Gilles et al. 2001, Alexandrov 2003）。这种磁力计分辨率高达  $10\text{pT/Hz}$ ，但是每一个核进动磁力计的响应都比较慢。

#### 4.7.5 双重（欧佛豪瑟）共振磁力计

双重极化（或者叫做动态核极化 [DNP]）磁力计（见 2.7.5 节）是光泵浦仪器中性能最好的，并且没有其他光泵浦仪器的缺点：需要放电管或者是激光器、透镜系统和极化器，为得到蒸汽需要预热，航向误差，消耗大量的能量。实际上商用的 GEM 系统的 GSM-19 磁力计/梯度计有以下参数：灵敏度为  $22\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，分辨率为  $0.01\text{nT}$ ，绝对精度为  $0.1\text{nT}$ ，测量范围为  $20 \sim 120\mu\text{T}$ ，可容忍的梯度误差  $< 10\mu\text{T/m}$ ，每秒采样 5 次。欧佛豪瑟磁力计消耗极少的能量，被推荐用到空间研究或者是设计轻便型仪器中。

欧佛豪瑟磁力计使用了两种共振：电子自旋共振 ESR 和核磁共振 NMR。ESR 用在 NMR 传感器的极化中，替代采用 NMR 传感器的强磁场。这种解决方法的优点就是消耗能量少，在高频率范围内进行激发，不影响 NMR 工作（这种方式下，实际上 NMR 可连续工作，GS-19 磁力计中每秒 5 次采样）。此外，ESR 共振的极化比传统极化要强，这使得灵敏度和分辨率比较高。

为了得到这两种共振，传感器材料要包含自由电子——常用自由基稀释在含质子溶剂中，例如甲醇。被高频场激发的电子，将能量传递给氢核。这种能量传递可以增强极化，甚至比普通方式要高几千倍。

通过选择合适的溶剂就可能改变极化频率。图 4.193a 给出了两种溶剂光谱特性——甲醇（MeOH）和二氧基甲烷（DME）。这两种溶剂制成的传感器，极化方向为平行、反平行时，就得到两种不同的传感器（Kernevez and Glenat 1991, Kernevez et al. 1992, Duret et al. 1995）。

在 GEM 系统中，测量进动频率以后，磁力计使用亚毫秒脉冲将质子磁化偏转到进动面上。与此同时，会产生一个新的双重共振偏转角。这样就可得到近似于连续工作的测量仪器。

图 4.193 给出了不同型号的 DNP-NMR 磁力计（Kernevez and Glenat 1991, Kernevez et al. 1992, Duret et al. 1995）。这种传感器包含两个盛有不同溶剂的小室，两个对称线圈：感应共振和便携式工作线圈。反相 NMR 信号经过差分放大器放大，这种差分放大器会截止激励电压信号。图 4.194 给出了仪器的共振信号和噪声光谱密度。

Kernevez 和合作者制作的磁力计（见图 4.193 和图 4.194）有以下特点：磁场测量范围  $20 \sim 70\mu\text{T}$ ，输出频率为  $1 \sim 3\text{kHz}$ ，灵敏度为  $10\text{pT Hz}^{-1/2}$ ，能量消耗  $2\text{W}$ ，ESR 激发频率为  $68.9\text{MHz}$ ，拉莫尔进动频率时的 SNR（信噪比）为  $57\text{dB}$ 。



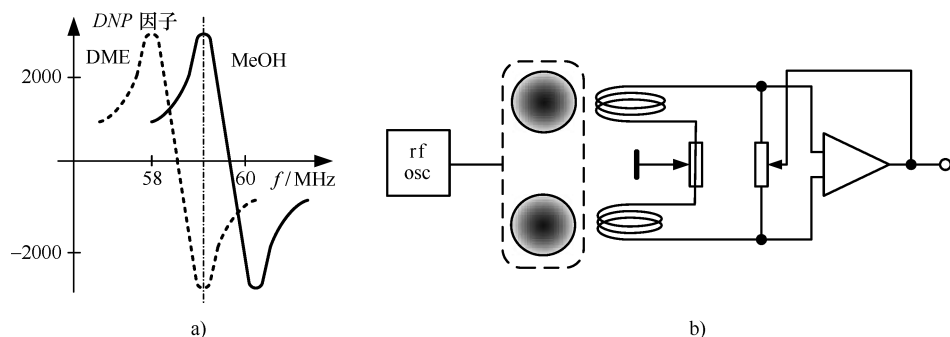


图 4.193 a) 各种溶剂传感器的 DNP 光谱 b) DNP-NMR 双重核共振磁力仪原理框图

(来源于: Kernevez N. and Glenat H., IEEE Trans. Magn., 27, 5402, 1991; Kernevez, N. et al., IEEE Trans Magn., 28, 3054, 1992)

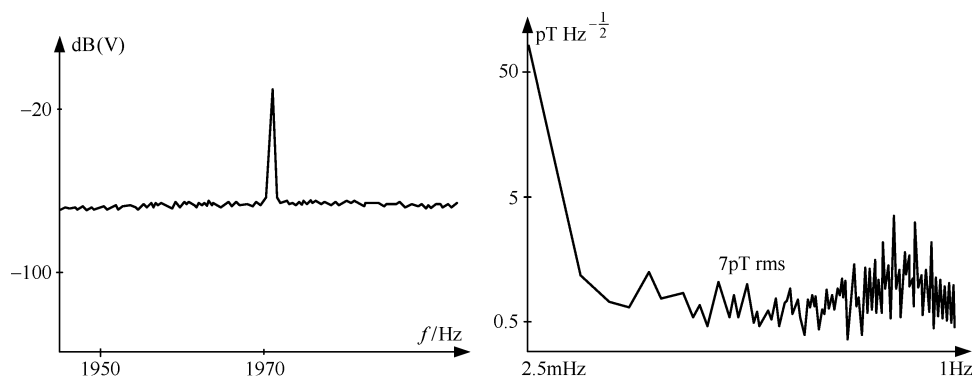


图 4.194 DNP-NMR 磁力计的共振信号和噪声信号

(来源于: Kernevez N. and Glenat H., IEEE Trans. Magn., 27, 5402, 1991; Kernevez, N. et al., IEEE Trans Magn., 28, 3054, 1992)

## 4.8 其他的磁场传感器

### 4.8.1 磁致伸缩和维甘德效应

通过选择合适的技术和化学成分,可制造出对应力不敏感的磁性材料(零磁致伸缩材料),比如,坡莫合金 81/19 NiFe, 6.5% SiFe 或者是金属玻璃 2705。但通常情况下,所有的磁材料对应力都敏感,尽管磁致伸缩系数相当小( $\lambda_s = 0 \sim 30 \times 10^{-6}$ ),对于设计传感器也足够了。也有如表 2.8 所示磁致伸缩特别大的材料。

在磁致伸缩传感器中,测量值是磁材料改变的尺寸和应力,这种改变可以通过特性的变化检测到。发明者的想象很丰富——各种奇异的值,比如酸性 PH (Cal and Grimes 2000)、湿度、流体流量 (Grimes and Kouzodis 2000)、粘性、蓖麻毒蛋白 (Scankar et al. 2007)、甚至是沙门氏菌 (Lakshmanan et al. 2007)。大部分的这类传感器中,最受到关注的是如何改变振动磁材料的共振频率(例如,通过涂磁性层改变材料

的质量)。

表 4.16 给出了制造磁致伸缩传感器主要材料的特性。磁致伸缩系数  $\lambda_s$  并不是唯一重要的参数,其他的一些磁特性如饱和极化  $J_s$  和磁导率都是很重要的,同时还有一些力学参数:维氏硬度 HV 和杨氏模量 E。对评估磁致弹性材料有用的是磁力效应耦合系数  $\kappa_{33}$ ,此系数是通过磁致弹性能  $E_{mel}$  与弹性能  $E_{el}$  和磁能  $E_m$  的比值定义:  $K = E_{mel} \cdot (E_{el} \cdot E_m)^{-1/2}$ 。从表 4.16 可以看出,制造传感器最好的材料是金属玻璃 2605SC,这种材料的磁力效应耦合系数接近 1。

表 4.16 用于磁致弹性传感器的一些材料比较

| 材料                                | $\lambda \times 10^{-6}$ | $J_s$ [T] | HV  | $E$ [kN/mm <sup>2</sup> ] | $K_{33}$ |
|-----------------------------------|--------------------------|-----------|-----|---------------------------|----------|
| 镍                                 | -36                      | 0.63      | 75  | 210                       | 0.31     |
| SiFe3%                            | +9                       | 2.0       | 180 | 150                       |          |
| 铁钴磁性合金(49Fe,49Co,2V)              | +70                      | 2.35      | 200 | 230                       | 0.26     |
| 坡莫合金(65Fe)                        | +27                      | 1.55      | 110 | 140                       | 0.17     |
| 金属玻璃 2605SC<br>(Fe81,B13,S13,5C2) | +30                      | 1.61      | 880 | 200                       | 0.97     |
| Terfenol-D 合金<br>(Tb0.3Dy0.7Fe2)  | +2000                    | 1         |     | 50                        | 0.75     |

对于制作传感器,多种磁致伸缩效应可以利用:

- 1) 磁致伸缩效应(焦耳效应):尺寸在磁场的影响下的变化。
- 2) 维拉里效应(反磁致伸缩):磁导率在尺寸变化影响下的改变。
- 3) 威德曼效应:样品在螺旋磁场影响下的弯曲。
- 4) 反威德曼效应:已弯曲样品磁导率的变化。
- 5) 马特西效应:扭转样品末端电压的产生。
- 6) 维甘德效应:在外磁场作用下,特制导线极化的改变。
- 7) 压电效应:给特定晶体施加机械应力,会产生磁场。

磁致伸缩和威德曼效应可以用作执行元件,反威德曼效应可以用到应变、压力、力、转动检测中。磁导率随着机械应力  $\sigma$  或者是张力  $\varepsilon$  (维拉里效应) 的变化可以由下式决定 (Hinz and Voigt 1989):

$$\mu = \frac{J_s^2}{3\mu_0\lambda_s} \frac{1}{\sigma} = \frac{J_s^2}{3\mu_0\lambda_s E} \frac{1}{\varepsilon} \quad (4.120)$$

图 4.195 给出了钴基非晶材料在应力下的磁致伸缩曲线。

各种各样的力、压力和转动等磁致伸缩传感器被生产出来。2004 年,ABB 公司为其一个专利开办了 50 周年庆典,这项专利描述了一种最为著名的磁致伸缩力传感器——湿纸幅张力测定仪。图 4.196 给出了这种传感器外形图。

在湿纸幅张力测定仪传感器中,有一次和二次两个正交线圈,如果没有应力,这两个线圈之间耦合为零。当施加了应力时,会引起二次线圈各向异性,就会出现与应

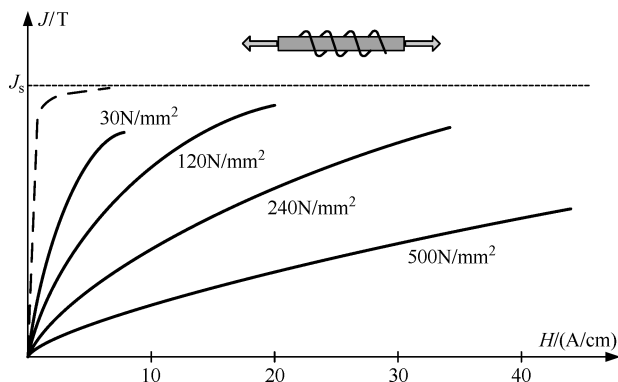


图 4.195 机械应力下钴基非晶材料的各种磁化曲线  
(来源于 Hinz, G. and Overshott K. J. (Eds.), Chapter, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, 1982, pp. 97-152. )

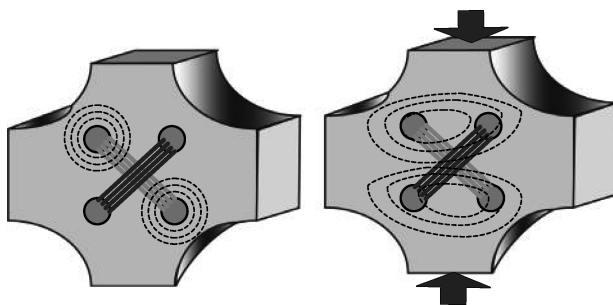


图 4.196 湿纸幅张力测定仪磁致伸缩传感器

力成比例的电压。这个相对简单且坚固的传感器使得测量应力精确度达 0.1%，线性度为 0.1%，重复性误差小于 0.1%，过负荷高达 300%。

实际上，所有的磁致伸缩效应都应用在了 MFS 中 (Mohri et al. 1981, Mohri and Takeuchi 1982, Chiriac et al. 2000, Kraus et al. 2008)。对非晶材料制作磁导线的应力检测非常有效 (Mohri 1984, Barandarian and Gutierrez 1997, Vazquez and Hernando 1996, Vazquez et al. 2007, Mohri et al. 2009)。最令人惊叹的报道来自于应用光纤磁致伸缩传感器来检测磁场，分辨率为 70fT (Bucholtz et al. 1989)，如图 4.197 所示。

在图 4.197 的光纤磁力计中，激光束在两根光纤中传播——这两根光纤分别与磁致伸缩和标准线相连。尽管这两根光纤在长度上相差很少 ( $10^{-13}$  m)，使用干涉法测量长度有很高的分辨率。马赫——曾德尔干涉仪 (Mach-Zender interferometer) 被用来测量两个光束之间相位的改变。这种型号磁力计的分辨率与 SQUID 磁力计有可比性，可用于潜水艇航道的检测中，如图 4.197 所示 (Koo et al. 1989, Bucholtz et al. 1995)。传感器具有 5cm 长磁致伸缩带，分辨率为  $30\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。类似的有 1m 长陶瓷壳护套的磁致伸缩传感器的相关报道，其分辨率为 1nT。

维甘德传感器对检测磁元件移动比较有效 (Wiegand and Velinsky 1974, Rauscher

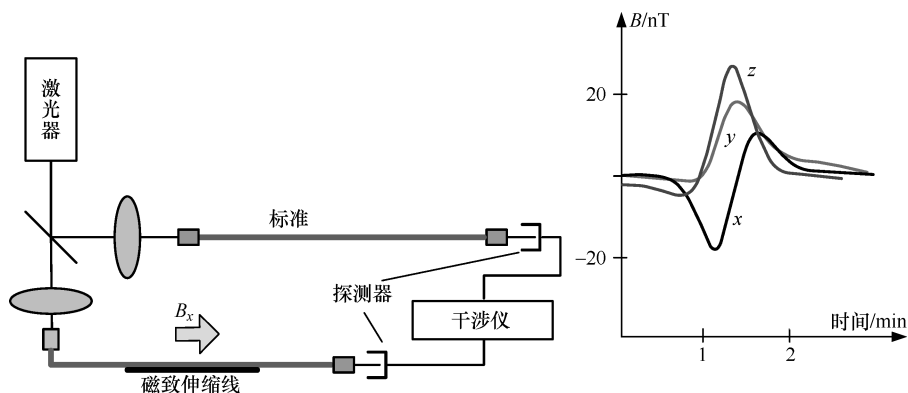


图 4.197 光纤磁力计和检测磁场的磁场特征

(来源于: Bucholtz, F. et al., IEEE Trans. Magn., 31, 3194, 1995)

and Radeloff 1989, Dlugas 1998)。其优点在于，能够在没有电源供应时产生一个大到几伏的电压脉冲，并且其磁场改变的速度是独立的。1974 年维甘德申请的专利使用两个特殊的弯曲线圈，当磁场超过阈值时，会产生电压脉冲。这种效应类似于巴克豪森效应，但是这种效应更关注磁场的某一个值。

维甘德传感器由特殊维卡合金 (40Fe-50Co-10V 合金) 材料的金属丝 (直径为 0.25mm) 制备。将线圈弯曲且合适的热处理后，这金属丝包含一个硬磁性铁心 ( $H_c$  约为 500A/m) 和软磁性材料壳 ( $H_c$  约为 150A/m)。刚开始时，金属丝两个部分在同一个方向上被磁化，当铁心改变极性，大约  $10\mu\text{s}$  是会出现一个开关脉冲，如图 4.198 所示。也可生产维甘德类型传感器，包含有两个矫顽力不同的 NiFe 和 CoFe 薄膜层 (Takemura and Yamada 2006)。

#### 4.8.2 其他理论和新理论

如前所述，对经典方法的不断改进，主要是利用新材料和新技术，例如小型化。新材料和新理论层出不穷 (Jiles and Lo 2003, Lenz and Edelstein 2006)，很难说这些新传感器对现状带来革命性影响，有时，其会证明一些新的有趣的可能性。

很有发展前景的就是将不同理论混合起来，比如，磁

光、磁声、磁电效应。上一节提出将光干涉法与磁致伸缩联系起来的方法 (参见图 4.197)。在磁电效应中，磁化可以由电场产生，或者反向极化可以由磁场产生 (Fiebig 2005)。可设计出由压电效应支持的磁致伸缩复合材料 (Marmelstein 1992)。图 4.199

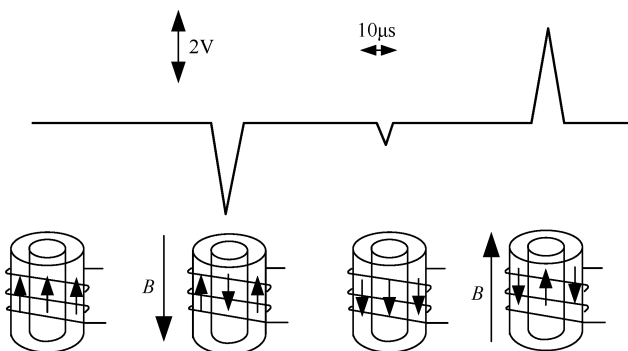


图 4.198 维甘德传感器的工作原理

(来源于 Dligos, D., Sensors, 1, 32, 1998.)

给出了两个磁电传感器的例子。

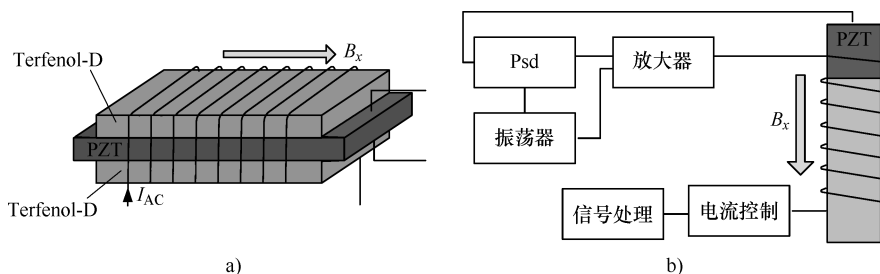


图 4.199 两个磁电传感器的例子

(来源于: Dong, S. et al., Appl. Phys. Lett., 88, 082907, 2006, Pantinakis, A. and Jackson, D. A., Electron. Lett., 22, 737, 1986.)

图 4.199a 给出的传感器是由三个薄层复合而成, 两个由 Terfenol-D (也可使用非晶材料 (Dong et al. 2007)) 磁致伸缩材料制成的外部磁阻层, 一个由内部 Pb (Zr, Ti) O<sub>3</sub> 制作的压电层 (Dong et al. 2003, 2004, 2006, 2007)。线圈用来偏置传感器, 线圈中的高频磁场频率接近于共振频率 (替代线圈 AC 电流 (Prieto et al. 2000))。由被测磁场变化引起的尺寸改变, 会导致压电元件有电压输出。这种传感器的分辨率为  $10^{-11} \text{T} \sqrt{\text{Hz}}$ 。替代使用非晶带, 使用磁致伸缩盘来检测磁场的两个分量。

在图 4.199b 所示的第二种传感器中, 压电元件检测到了被线圈中高频电流激励的磁致伸缩元件的振动。测量低频磁场, 会引起被测信号调制 PSD 输入端的压电电压。PSD 输出信号可以作为反馈电流。被测磁场可通过这个电流值计算出来。这种传感器的分辨率为  $10^{-7} \text{T} \sqrt{\text{Hz}}$  (Pantinakis and Jackson 1986)。

磁声传感器主要基于  $\Delta E$  效应, 即依赖于非晶窄带的杨氏模量 (Anderson, 1982; Meeks and Hill, 1983)。这样, 横波的声速 (超声速) 就取决于磁场。使用非晶带和两个压电元件 (传输器和接收器) 足够设计磁声横波 MFS 传感器 (Squire and Gibbs 1988a, b)。在  $0 \sim 1.6 \text{Hz}$  范围时其灵敏度为  $2.5 \text{nT}$ 。

声波面 (SAW) 的传播也取决于磁场。这种效应用在 SAW MFS 中, 测量静磁场的信息可使用 SAW 相速仪。开发了将静磁场转变为振荡频率的转换器 (Hanna, 1987)。(Y<sub>1.5</sub> Lu<sub>0.3</sub> Sm<sub>0.3</sub> Ca<sub>0.9</sub>) (Ge<sub>0.9</sub> Fe<sub>4.1</sub>) O<sub>12</sub> 组成的石榴石薄膜作为一个 SAW 元件。测出来的传感器灵敏度是  $70 \text{Hz}/100 \mu\text{T}$ , 这可检测磁场分辨率达  $1 \mu\text{T}$ 。

尽管磁声传感器有如此先进的特性, Seindl 和其合作者却将兴趣放在了应用 SAW 装置上, 如图 4.200 所示。SAW 装置的反射和声发射技术就取决于终端

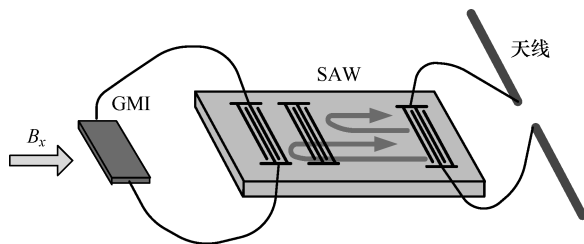


图 4.200 装有 SAW 无线转发器的巨磁传感器

(来源于: Hauser, H. et al., IEEE Instrum. Meas. Mag., 4, 28, 2001.)

阻抗, 因此 SAW 装置可以用作与阻抗传感器相连的无线传输器。GMI 传感器被用来作为反射装置, GMI 负荷与反射电极间脉冲声波延迟的不同, 可以用来进行磁场的无线探测。

磁光克尔效应通常用来测量区域的磁感应强度 (基于磁滞回线追踪器的克尔效应, 如图 2.46 所示) 和磁区域成像中。所有的磁光效应: 法拉第效应、福格特效应、科顿—蒙顿效应和克尔效应 (参见 2.6.3 节), 都可应用到磁传感器中。

使用石榴石晶体的法拉第效应作为工作元件是最常见的。极化光束在经过长度为  $l$  的石榴石部件会改变其极化角, 这个角度  $\beta$  与测量磁场和费尔德常数  $\nu$  成比例:

$$\beta = \nu l \cdot B \quad (4.121)$$

制作样品的材料通常使用钇铁石榴石晶体 (YIG) (Zvezdin 1997)。使用铽代替稀土铁石榴石 (BIG) 的特性会更好一些。表 4.17 给出了这两种材料特性的比较。

表 4.17 用于磁传感器的主要石榴石晶体性能

|                              | YIG                | BIG                |
|------------------------------|--------------------|--------------------|
| 费尔德常数 (1300nm) (min/cm T)    | $10.5 \times 10^4$ | $-800 \times 10^4$ |
| (1550nm)                     | $9.2 \times 10^4$  | $-600 \times 10^4$ |
| 饱和磁光旋转 (1300nm) (degree/mm)  | 20.6               | -136               |
| (1500nm)                     | 18.5               | -94                |
| 厚度 for 45 旋转 for 1300nm (mm) | 2.14               | 0.33               |
| For 1550nm                   | 2.43               | 0.48               |

磁光法拉第效应广泛地应用在电流传感器或电绝缘中 (Ning et al. 1995)。传感器最主要的优点在于隔离电流的输入和输出。这种电流传感器常用在高压装置中。图 4.201 给出了磁光磁力计的基本电路。极化光束通过光纤链路传到传感器, 比如石榴石晶体。磁场的影响下, 极化方向会转过一个  $\beta$  角。经过沃拉斯顿棱镜之后, 可以检测到椭圆主轴 (参见图 2.45) 和相同的倾斜角。类似的电路对法拉第效应 (检测透光) 和克尔效应 (检测反射光) 都适用。

尽管磁光磁力计的性能 (灵敏度、分辨率) 是最好的 (Deeter et al. 1993, 1994, Itoh et al. 1995, Kamada 1996, Rochford et al. 1996), 最重要的优势在于千兆赫兹的响应。

微机械系统 (MEMS) 有新发展的可能性。图 4.202 给出了两个例子, 第一个例子中, 设计者使用了古代罗盘的原理, 天平横梁在磁场影响下会稍微倾斜, 这个倾斜可以使用电容法测量 (Yang et al. 2002)。第二个例子实现了木琴谐振器的原理, 铝棒在交流电流的激励下产生振动, 振动的阻尼 (振幅) 取决于外磁场, 这个振幅可以通过棒终端反射的二极管激光束来测量。

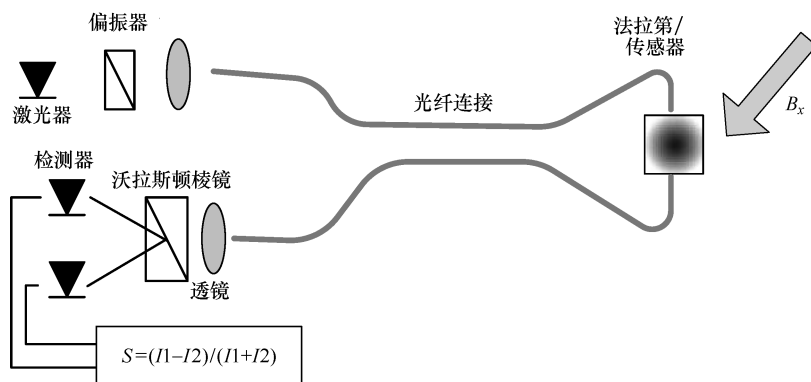


图 4.201 磁光磁力计的基本电路

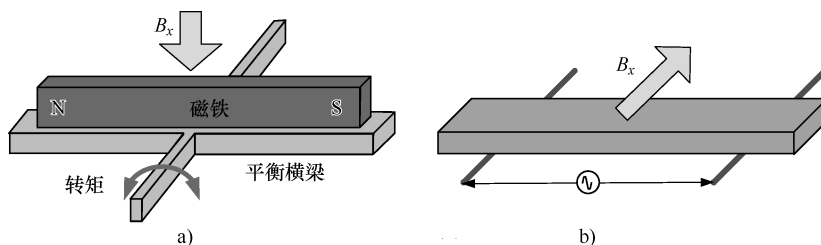


图 4.202 两种 MEMS 磁传感器

## 参考文献

- Acker F.E., 1971, Calculation of the signal voltage induced in a toroidal proton precession magnetometer sensor, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **9**, 98–103.
- Acuna M.H., 1974, Fluxgate magnetometers for outer planets exploration, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 519–523.
- Acuna M.H., Pellerinn C.J., 1969, A miniature two-axis fluxgate magnetometer, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **7**, 252–260.
- Adelerhof D.J., Kawai J., Uehara G., Kado H., 1995, High sensitivity double relaxation oscillation superconducting quantum interference devices with large transfer from flux to voltage, *Rev. Sc. Instrum.*, **66**, 2631–2637.
- Adelerhof D.J., Nijstad H., Flokstra J., Rogalla H., 1994, Double relaxation oscillation SQUIDS with high flux-to-voltage transfer: Simulation and experiments, *J. Appl. Phys.*, **76**, 3875–3886.
- Afanasjev J.B., 1986, *Fluxgate devices* (in Russian, Energoatomizdat).
- Alexandrov E.B., 2003, Recent progress in optically pumped magnetometers, *Phys. Scr.*, **T105**, 27–30.
- Alexandrov E.B., Balabas M.V., Pasgalev A.S., Vershovskii A.K., Yakobson N.N., 1996, Double resonance atomic magnetometers: From gas discharge to laser pumping, *Laser Phys.*, **6**, 244–251.
- Allredge L.R., 1951, Magnetometer, US Patent 2,856,581.
- Almeida J.M., Wisniowski P., Freitas P.P., 2008, Field detection in single and double barrier MgO magnetic tunnel junction sensors, *J. Appl. Phys.*, **103**, 07E922.
- Anderson P.M., 1982, Magnetomechanical coupling,  $\Delta E$  effect and permeability in FeSiB and FeNiMoB alloys, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8101–8103.
- Anderson P.W., Rowell J.M., 1963, Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 230–232.
- Aschenbrenner H., Goubau G., 1936, Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, **47**, 177–181.
- Auster H.U., Lichopoj A., Rustenbach J., Bitterlicht H., Fornacon K.H., Hillemmeier O., Krause R., Schenk H.J., Auster V., 1995, Concept and first results of a digital fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **6**, 477–481.
- Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., van Dau F.N., Petroff F., Eitene P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J., 1988, Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472–2475.



- Barandarian J.M., Gutierrez J., 1997, Magnetoelastic sensors based on soft amorphous magnetic alloys, *Sens. Actuat. A*, **A59**, 38–42.
- Barnas J., Fuss A., Camley R.E., Grünberg P., Zinn W., 1990, Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment, *Phys. Rev.*, **B42**, 8110–8119.
- Baschiroto A., Dallago E., Ferri M., Malcovati P., Rossini A., Venchi G., 2010, A 2D microfluxgate earth magnetic field measurement systems with fully automated acquisition setup, *Measurement*, **43**, 46–53.
- Baschiroto A., Dallago E., Malcovati P., Marchesi M., Venchi G., 2007, A fluxgate magnetic sensor: From PCB to micro-integrated technology, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **56**, 25–31.
- Bayot W., 2008, Practical guidelines for building a magnetometer by hobbyists, <http://perso.infonie.be/j.g.delannoy/BAT/PPMGuidelines.htm>
- Beach R.S., Berkowitz A.E., 1994, Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3652–3654.
- Beaulieu T.J., Nepala D.A., 1975, Induced bias magnetoresistive read transducer, US Patent 3,864,751.
- Bell W.E., Bloom A.L., 1957, Optical detection of magnetic resonance in alkali metal vapor, *Phys. Rev.*, **107**, 1559–1565.
- Bellm H., Kuchler A., Herold J., Schwab A., 1985, Rogowski-Spulen und Magnetfeldsensoren zur Messung transierender Ströme im Nanosekundenbereich, *Arch. Elektr.*, **68**, 63–74.
- Berus T., Oszwaldowski M., Grabowski J., 2004, High quality Hall sensors made of heavily n-InSb epitaxial films, *Sens. Actuat.*, **A116**, 75–78.
- Beverini N. et al., 1998, A project for a new alkali vapor magnetometer, optically pumped by a diode laser, *Ann. Geofis.*, **41**, 427–432.
- Beyer J., Drung D., Ludwig F., 1998, Low noise YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> single layer dc superconducting quantum interference device magnetometer based on bicrystal junctions with 30 misorientation angle, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 203–205.
- Bick M., Panaitov G., Wolters N., Zhang Y., Bousack H., Braginski A.I., Kalberkamp U., Burkhardt H., Matzander U., 1999, A HTS SQUID vector magnetometer for geophysical exploration, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **9**, 3780–3785.
- Bilotti A., Monreal G., Vig R., 1997, Monolithic magnetic Hall sensor using dynamic quadrature offset cancellation, *IEEE J. Solid State Circuits*, **32**, 829–836.
- Black C., McMichael L., Riggs L., 2005, Investigation of an EMI sensor for detection of large metallic objects in the presence of metallic clutter, *Proc. SPIE*, **5794**, 320–327.
- Bloch F., 1946, Nuclear induction, *Phys. Rev.*, **70**, 460–474.
- Bloch F., Hansen W.H., Packard M., 1946, The nuclear induction experiment, *Phys. Rev.*, **70**, 474–485.
- Boero G., De Mierre M., Besse P.A., Popovic R.S., 2003, Micro-Hall devices: Performance, technologies and applications, *Sens. Actuat.*, **A106**, 314–320.
- Boero G., Frounchi J., Furrer B., Besse P.A., Popovic R.S., 2001, Fully integrated probe for proton nuclear magnetic resonance magnetometry, *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 2764–2768.
- Boll R., Overshott K.J. (Eds.), 1989, *Sensors: Magnetic Sensors*, Vol. 5, VCH, Weinheim, Germany.
- Bornhöfft W., Trenkler G., 1989, Fluxgate sensors, in *Magnetic Sensors*, Chapter 5, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany.
- Braginski A.I., Krause H.J., 2000, Nondestructive evaluation using high temperature SQUIDS, *Physica C*, **335**, 179–183.
- Brauer P., Merayo J.M.G., Nielsen O.V., Primdahl F., Petersen J.R., 1997, Transverse field effect in fluxgate sensors, *Sens. Actuat.*, **A59**, 70–74.
- Brauer P., Risbo T., Merayo J.M.G., Nielsen O.V., 2000, Fluxgate sensor for the vector magnetometer onboard the Astrid-2 satellite, *Sens. Actuat.*, **81**, 184–188.
- Brown F.W., Swee J.H., 1945, The flux ball—A test coil for point measurements of inhomogeneous magnetic field, *Rev. Sci. Instrum.*, **16**, 276–279.
- Bucholtz F., Dagenais D.M., Koo K.P., 1989, High frequency fibre optic magnetometer with 70 fT Hz<sup>-1/2</sup> resolution, *Electron. Lett.*, **25**, 1719–1720.
- Bucholtz F. et al., 1995, Demonstration of a fiber optic array to three-axis magnetometers for undersea applications, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3194–3196.
- Bushida K., Mohri K., Kanno T., Katoh D., Kobayashi A., 1996, Amorphous wire MI micro magnetic sensor for gradient field detection, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4944–4946.
- Bushida K., Mohri K., Uchiyama T., 1995, Sensitive and quick response micro magnetic sensor using amorphous wire MI element Colpitts oscillator, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3134–3136.
- Butler W.H., 2008, Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect, *Sci. Technol. Adv. Mater.*, **9**, 014106.
- Butler W.H., Zhang X.G., Schulthess T.C., 2001, Spin dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches, *Phys. Rev.*, **B63**, 054416.
- Cai Q.Y., Grimes C.A., 2000, A remote query magnetoelastic pH sensor, *Sens. Actuat.*, **B71**, 112–117.
- Cai Q.Y., Jain M.K., Grimes C.A., 2001, A wireless remote query ammonia sensor, *Sens. Actuat.*, **B77**, 614–619.
- Campbell W.H., 1969, Induction loop antennas for geomagnetic field variation measurements, ESSA Technical Report, ERL123-ESL6.
- Cantor R., Lee L.P., Teepe M., Vinetkiy V., Longo J., 1995, Low noise single layer YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> DC SQUID magnetometers at 77 K, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**, 2927–2930.
- Cantor R., Ludwig F., 2004, SQUID fabrication technology, in *The SQUID Handbook*, Clarke J. and Braginski A.I. (Eds.), Chapter 3, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Casselmann T.H., Hanka S.A., 1980, Calculation of the performance of a magnetoresistive permalloy magnetic field sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **16**, 461–464.
- Cavoit C., 2006, Closed loop applied to magnetic measurements in the range of 0.1–50 MHz, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 064703.
- Cerman A., Kuna A., Ripka P., Merayo J.M.G., 2005, Digitalization of highly precise fluxgate magnetometers, *Sens. Actuat.*, **A121**, 421–429.
- Cerman A., Ripka P., 2003, Towards fully digital magnetometer, *Sens. Actuat.*, **A106**, 34–37.
- Chaiken A., Lubitz P., Krebs J.J., Prinz G.A., Hardorf M.Z., 1991, Low-field spin-valve magnetoresistance in Fe-Cu-Co sandwiches, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 240–242.



- Chatrphorn S., Fleet E.F., Wellstood F.C., Knauss L.A., Eiles T.M., 2000, Scanning SQUID microscopy for integrated circuits, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2304–2306.
- Chatttock A.P., 1887, On a magnetic potentiometer, *Phil. Mag.*, **24**, 94–96.
- Chaves R.C., Freitas P.P., Ocker B., Maass W., 2007, Low frequency picotesla field detection using hybrid MgO based tunnel sensors, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 102504.
- Chaves R.C., Freitas P.P., Ocker B., Maass W., 2008, MgO based picotesla field sensors, *J. Appl. Phys.*, **103**, 07E931.
- Chesca B., Kleiner R., Koelle D., 2004, SQUID theory, in *The SQUID Handbook*, Clarke J. and Braginski A.I. (Eds.), Chapter 2, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Chiesi L., Keijk P., Janossy B., Popovic R.S., 2000, CMOS planar 2D microfluxgate sensor, *Sens. Actuat.*, **82**, 174–180.
- Chiriac H., Hristoforou E., Neagu M., Darie I., Hison C., 2000, Torsion and magnetic field measurements using inverse Wiedemann effect in glass-covered amorphous wires, *Sens. Actuat.*, **85**, 217–220.
- Choi S.O., Kawahito S., Matsumoto Y., Ishida M., Tadokoro Y., 1996, An integrated microfluxgate magnetic sensor, *Sens. Actuat.*, **A55**, 121–126.
- Clarke J., 1980, Advances in SQUID magnetometers, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-27**, 1896–1908.
- Clarke J., 1989, Principles and applications of SQUIDS, *Proc. IEEE*, **77**, 1208–1223.
- Clarke D.B., 1999, Demagnetization factors of ring cores, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 4440–4444.
- Clarke J., Braginski A.I. (Eds.), 2004, *The SQUID Handbook*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Clem T.R., 1997, Advances in the magnetic detection and classification of sea mines and unexploded ordnance, *Naval Res. Rev.*, **49**, 29–45.
- Clerc G., Gilbert D., 1964, La contre-reaction de flux applique aux bobines a noyau magnetique utilisee pour l'enregistrement des variations rapides du champ magnetique, *Ann. Geophys.*, **20**, 499–502.
- Coehoorn R., Kools J.C.S., Rijks Th. G.S.M., Lenssen K.M.H., 1998, Giant magnetoresistance materials for read heads, *Philips J. Res.*, **51**, 93–124.
- Coles B.A., 1972, A fast response field tracking proton magnetometer for field programming and plotting, *J. Phys. E.*, **5**, 287–290.
- Corbino O.M., 1911, Elektromagnetische Effekte die von den Verzerung herrühren, welche ein Feld und der Bahn der Ionen in Metallen hervorbringt, *Phys. Z.*, **12**, 561.
- D'Antona G., Carminati E., Lazzaroni M., Ottoboni R., Svelto C., 2002, AC current measurements via digital processing of Rogowski coils signal, *IEEE Instrum. Meas. Technol. Conf., Anchorage*, 693–698.
- D'Antona G., Lazzaroni M., Ottoboni R., Svelto C., 2003, AC current-to-voltage transducer for industrial application, *IEEE Instrum. Meas. Technol. Conf., Vail*, 1185–1190.
- Daughton J.M., 1999, GMR applications, *J. Magn. Magn. Mater.*, **192**, 334–342.
- Daughton J., 2003, Spin-dependent sensors, *Proc. IEEE*, **91**, 681–686.
- Daughton J.M., Brown J., Chen E., Beech R., Pohm A., Kude W., 1994, Magnetic field sensor using GMR multilayer, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4608–4610.
- Daughton J.M., Chen Y.J., 1993, GMR materials for low field applications, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2705–2710.
- Deeter M.N., Bon S.M., Day G.W., Diercks G., Samuelson S., 1994, Novel bulk garnets magnetooptic magnetic field sensing, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4464–4466.
- Deeter M.N., Day G.W., Beahn T.J., Manheimer M., 1993, Magnetooptic magnetic field sensor with 1.4 pTHz<sup>-1/2</sup> minimum detectable field at 1 kHz, *Electron. Lett.*, **29**, 993–994.
- Dehmelt G., 1989, Magnetic field sensors: Induction coil (search coil) sensors, in *Sensors—A Comprehensive Survey*, Vol. 5, Chapter 6, VCH Publishers, New York, pp. 205–254.
- Dezaury O., Belloy E., Gilbert S.E., Gijs M.A.M., 1999, New hybrid technology for planar fluxgate sensor fabrication, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 2111–2117.
- Dezaury O., Belloy E., Gilbert S.E., Gijs M.A.M., 2000, Printed circuit board integrated fluxgate sensor, *Sens. Actuat.*, **81**, 200–203.
- Dibbern U., 1983, Sensors based on the magnetoresistive effect, *Sens. Actuat.*, **4**, 221–227.
- Dibbern U., 1984, The amount of linearization by barber-pole, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 954–956.
- Dibbern U., 1986, Magnetic field sensors using the magnetoresistive effect, *Sens. Actuat.*, **10**, 127–140.
- Dibbern U., 1989, Magnetic sensors, in *Magnetoresistive Sensors*, Chapter 9, VCH Publishers, Weinheim, Germany, pp. 342–378.
- Dibbern U., Petersen A., 1983, The magnetoresistive sensor—A sensitive device for detecting magnetic field variation, *Electron. Comp. Appl.*, **5**, 148–153.
- Dieny B., 1994, Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**, 335–359.
- Dieny B., Gronovsky A., Vedyayev A., Ryzhanova N., Cowache C., Pereira L.G. 1995, Recent results on the giant magnetoresistance in magnetic multilayers (anisotropy, thermal variation and CCP-GMR), *J. Magn. Magn. Mater.*, **151**, 378–387.
- Dieny B., Speriosu V.S., Gurney B.A., Parkin S.S.P., Wilhoit D.R., Roche K.P., Metin S., Peterson D.T., Nadimi S., 1991a, Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches, *J. Magn. Magn. Mater.*, **93**, 101–104.
- Dieny B., Speriosu V.S., Metin S., Parkin S.S.P., Gurney B.A., Baumgart P., Wilhoit D.R., 1991b, Magnetotransport properties of magnetically spin valve structures, *J. Appl. Phys.*, **69**, 4774–4779.
- Glugos D., 1998, Wiegand effect sensors: Theory and applications, *Sensors*, **15**, 32–34.
- Dong S., Li J.F., Viehland D., 2003, Ultrahigh magnetic field sensitivity in laminates of Terfenol-D and Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>-PtTiO<sub>3</sub> crystals, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2265–2267.
- Dong S., Li J.F., Viehland D., 2004b, Vortex magnetic field sensor based on ring type magnetoelectric laminate, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2307–2309.
- Dong S., Zhai J., Li J., Viehland D., Cheng J., Cross L.E., 2004a, A strong magnetoelectric voltage gain effect in magnetostriuctive-piezoelectric composite, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3534–3536.
- Dong S., Zhai J., Xing Z., Li J., Viehland D., 2006, Small dc magnetic field response of magnetoelectric laminate composites, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 082907.

- Dong S., Zhai J., Xing Z., Li J., Viehland D., 2007, Giant magnetoelectric effect (under a dc magnetic bias of 2 Oe) in laminate composites of FeBSiC alloy ribbons and Pb(Zn $_{1/2}$ Nb $_{2/3}$ ) $_2$ O $_3$ , *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 022915.
- Drljaca P.M., Keijk P., Vincent F., Piquet D., Gueissaz F., Popovic R., 2004, Single core fully integrated CMOS microfluxgate magnetometer, *Sens. Actuat.*, **A110**, 236–241.
- Drung D., 1997, Improved DC SQUID read-out electronics with low 1/f noise preamplifier, *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 4066–4074.
- Drung D., Assmann C., Beyer J., Kirste A., Peters M., Ruede F., Schurig T., 2007, Highly sensitive and easy to use SQUIDS sensors, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **17**, 699–704.
- Drung D., Cantor R., Peters M., Ryhänen T., Scheer H.J., Koch H., 1991, Integrated dc squid magnetometer with high dV/dB, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3001–3004.
- Drung D., Cantor R., Peters M., Scheer H.J., Koch H., 1990, Low noise high speed dc superconducting quantum interference device magnetometer with simplified feedback electronics, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 406–408.
- Drung D., Mück M., 2004, SQUID electronics, in *The SQUID Handbook*, Clarke J. and Braginski A.I. (Eds.), Chapter 4, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Dupas C., Beauvillain P., Chappert C., Renard J.P., Trigui F., Veillet P., Velu E., Tenard D., 1990, Very large magnetoresistance effects induced by antiparallel magnetization in two ultrathin cobalt films, *J. Appl. Phys.*, **67**, 5680–5682.
- Duret D., Bonzom J., Brochier M., Frances M., Leger J.M., Odru R., Salvi C., Thomas T., 1995, Overhauser magnetometer for the Danish Oersted Satellite, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3197–3199.
- Duret D., Moussavi M., Beranger M., 1991, Use of high performance electron spin resonance materials for the design of scalar and vectorial magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 5405–5407.
- Dyal P., Gordon D.I., 1973, Lunar surface magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **9**, 226–231.
- Eijkel K.J.M., Fluitman J.H.J., 1990, Optimization of the response of magnetoresistive elements, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 311–321.
- Eriksson T., Blomgren J., Winkler D., 2002, An HTS SQUID picovoltmeter used as preamplifier for Rogowski coil sensor, *Physica C*, **368**, 130–133.
- Estola K.P., Malmivuo J., 1982, Air-core induction coil magnetometer design, *J. Phys. E*, **15**, 1110–1113.
- Fagaly R.L., 2001, Superconducting quantum interference devices, in *Magnetic Sensors and Magnetometers*, Chapter 8, Artech House, Boston, MA, pp. 305–347.
- Fagaly R.L., 2006, Superconducting quantum interference device instruments and applications, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 101101.
- Faini G., Svelto O., 1962, Signal to noise consideration in a nuclear magnetometer, *Nuovo Cimento*, **23**, 55–65.
- Faley M.I., Poppe U., Urban K., Paulson D.N., Starr T.N., Fagaly R.L., 2001, Low noise HTS DC SQUID flip chip magnetometers and gradiometers, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 1383–1386.
- Fan J., Li X.P., Ripka P., 2006, Low power orthogonal fluxgate sensor with electroplated Ni $_{80}$ Fe $_{20}$ /Cu wire, *J. Appl. Phys.*, **99**, 08B311.
- Feng J.S.Y., Romankiw L.T., Thompson D.A., 1977, Magnetic self-bias in the Barber pole MR structure, *IEEE Trans. Magn.*, **13**, 1466–1468.
- Fenoglio M.A., 1995, Magnetic and electric fields associated with changes in high pore pressure in fault zones: Application to the Loma Prieta ULF emissions, *J. Geophys. Res.*, **100**, 951–958.
- Fiebig M., 2005, Revival of the magnetoelectric effect, *J. Phys. D*, **38**, R123–R152.
- Folberth O.G., Madelung O., Weiss H., 1954, Die elektrischen Eigenschaften von Indiumarsenid, *Z. Naturforsch.*, **9a**, 954.
- Fontana R.E., 1995, Process complexity of magnetoresistive sensors—A review, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2579–2583.
- Forslund A., Belyayev S., Ivchenko N., Olsson G., Edberg T., Marusenkov A., 2008, Miniaturized digital fluxgate magnetometer for small spacecraft applications, *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 015202.
- Förster F., 1955, Ein Verfahren zur Messung von Magnetischen Gleichfeldern, *Zeitschr. Metallkunde*, **46**, 358–370.
- Frandsen A.M.A., Holzer R.E., Smith E.J., 1969, OGO search coil magnetometer experiments, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **7**, 61–74.
- Fraser-Smith A.C., Bernardi A., McGill P.R., Ladd M.E., Helliwell R.A., Villard Jr. O.G., 1990, Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the M $_w$  7.1 Loma Prieta earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1465–1468.
- Freitas P.P., Ferreira R., Cardoso S., Cardoso F., 2007, Magnetoresistive sensors, *J. Phys. Condens. Matter*, **19**, 16221.
- Gallagher W.J. et al., 1997, Microstructured magnetic tunnel junctions, *J. Appl. Phys.*, **81**, 3741–3746.
- Gatzen H.H., Andreeva E., Iswahjudi H., 2002, Eddy-current microsensors based on thin-film technology, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3368–3370.
- Gershenson M., 1991, High temperature superconductive fluxgate magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3055–3057.
- Gilles H., Hamel J., Cheron B., 2001, Laser pumped He $_4$  magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 2253–2260.
- Gise P.E., Yarbrough R.B., 1977, An improved cylindrical magnetometer sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **12**, 1104–1106.
- Givens R.B., Murphy J.C., Oslander R., Kistenmacher T.J., Wickenden D.K., 1996, A high sensitivity, wide dynamic range magnetometer designed on a xylophone resonator, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2755–2757.
- Gordon D.I., Brown R.E., 1972, Recent advances in fluxgate magnetometry, *IEEE Trans. Magn.*, **8**, 76–82.
- Gordon D.I., Lundsten R.H., Chiarodo R.A., 1965, Factors affecting the sensitivity of gamma level ring core magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **1**, 330–337.
- Gordon D.I., Lundsten R.H., Chiarodo R.A., Helms H.H., 1968, A fluxgate sensor of high stability for low field magnetometry, *IEEE Trans. Magn.*, **4**, 397–401.
- Gottfried-Gottfried R., Budde W., Jähne R., Kück H., Sauer B., Ulbricht S., Wende U., 1996, A miniaturized magnetic field sensor system consisting of a planar fluxgate sensor and a CMOS readout circuitry, *Sens. Actuat.*, **A54**, 443–447.
- Grimes C.A., Kouzodis D., 2000, Remote query measurements of pressure, fluid flow velocity and humidity using magnetoelastic thick film sensors, *Sens. Actuat.*, **84**, 205–221.

- Grimes C.A., Kouzodis D., Mungle C., 2000, Simultaneous measurement of liquid density and viscosity using remote query magnetoelastic sensors, *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 3822–3824.
- Grivet P.A., Malna L., 1967, Measurement of weak magnetic fields by magnetic resonance, *Adv. Electron. Electron Phys.*, **23**, 39–151.
- Groeger S., Bison G., Knowles P.E., Wynands R., Weis A., 2006, Laser pumped cesium magnetometer for high resolution medical and fundamental research, *Sens. Actuat.*, **A129**, 1–5.
- Groeger S., Bison G., Weis A., 2005, Design and performance of laser pumped Cs magnetometers for the planned UCN EDM experiment at PSI, *J. Res. NIST*, **110**, 179–183.
- Groszkowski J., 1937, The vibration magnetometer, *J. Sci. Instrum.*, **14**, 335–339.
- Grudzinski E., Rozwarka K., 2004, A wideband magnetic field measurements in environment protection—state of the art and new trends (in Polish), *Przegl. Elektr.*, **80**, 81–88.
- Grundy P.J., Pollard R.J., Tomlinson M.E., 1993, Giant magnetoresistance in Co/Cu multilayer thin films, *J. Magn. Magn. Mater.*, **126**, 516–518.
- Gugoshnikov S.A., Kaplunenko O.V., Maslennikov Y.V., Snigirev O.V., 1991, Noise in relaxation oscillation driven DC SQUIDS, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 2439–2441.
- Gugoshnikov S.A., Maslennikov Y.V., Semenov V.K., Snigirev O.V., Vasiliev A.V., 1989, Relaxation oscillation driven DC SQUIDS, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 1178–1181.
- Guidelines on Limiting to Non-Ionizing Radiation, 1999, ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) and WHO (World Health Organization), ISBN 3-9804789-6-3.
- Guo H.Q., Kronmüller H., Dragon T., Cheng Z.H., Sheng B.G., 2001, Influence of nanocrystallization on the evolution of domain patterns and magnetoimpedance effect in FeCuNbSiB ribbons, *J. Appl. Phys.*, **89**, 514–516.
- Guttin C., Leger J.M., Stoeckel F., 1994, An isotropic earth field scalar magnetometer using optically pumped helium 4, *J. Phys.*, **4**, 655–659.
- Guy C., Ffytche D., 2005, *The Principles of Medical Imaging*, Imperial College Press, London.
- Hagedorn A., Mende H.H., 1976, A method for inductive measurement of magnetic flux density with high geometrical resolution, *J. Phys. E*, **9**, 44–46.
- Hall E.H., 1879, On the new action of the magnet on the electric currents, *Am. J. Math.*, **2**, 287–292.
- Hanna S.M., 1987, Magnetic field sensors based on SAW propagation in magnetic films, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **34**, 191–194.
- Haudek H., Metzendorf W., 1980, Magnetisierungsvorgänge in Magnetowiderstands-sensoren vom Barber-pole type, *NTG-Fachberichte*, **76**, 61–67.
- Hauser H., Kraus L., Ripka P., 2001, Giant magnetoimpedance sensors, *IEEE Instrum. Meas. Mag.*, **4**, 28–32.
- Hauser H., Steindl R., Hausleitner C., Pohl A., Nicolics J., 2000, Wirelessly interrogable magnetic field sensor utilizing giant magnetoimpedance effect and surface acoustic wave devices, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **49**, 648–652.
- Hayashi K., Oguti T., Watanabe T., Zambresky L.F., 1978, Absolute sensitivity of a high- $\mu$  metal core solenoid as a magnetic sensor, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **30**, 619–630.
- Hebbert R.S., 1968, Thin film magnetoresistance magnetometer having a current path etched at an angle to the axes of magnetization, US Patent 3,405,355.
- Hebbert R.S., Schwegel L.J., 1966, Thin film magnetoresistance magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 1321–1323.
- Heim D.E., Fontana R.E., Tsang C., Speriosu V.S., Gurney B.A., Williams M.L., 1994, Design and operation of spin valve sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 316–321.
- Heinecke W., 1978, Fluxgate magnetometer with time coded output signal of the sensor, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **27**, 402–405.
- von Helmolt R., Wecker J., Holzapfel B., Schulz L., Samwer K., 1993, Giant negative magnetoresistance in perovskite like  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnOx}$  ferromagnetic films, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2331–2333.
- Heremans J., 1993, Solid state magnetic field sensors and applications, *J. Phys. D*, **26**, 1149–1168.
- Herzog R.F.K., Tischler O., 1953, Measurement of inhomogeneous magnetic fields, *Rev. Sci. Instrum.*, **24**, 1000–1001.
- Hetrick R.E., 1989, A vibrating cantilever magnetic field sensor, *Sens. Actuat.*, **16**, 197–207.
- Hika K., Panina L.V., Mohri K., 1996, Magnetoimpedance in sandwich film for magnetic sensor heads, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4594–4596.
- Hill E.W., 2000, A comparison of GMR multilayer and spin valve sensors for vector field sensing, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 2785–2787.
- Hill E.W., Nor A.F., Birtwistle J.K., Parker M.R., 1997, A giant magnetoresistive magnetometer, *Sens. Actuat.*, **A59** (1997), 30–37.
- Hinz G., Voigt H., 1989, Magnetoelastic sensors, in *Magnetic Sensors*, Boll E. and Overshott K.J. (Eds.), Chapter 4, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, pp. 97–152.
- Hirota T., Siraiwa T., Hiramoto K., Ishihara M., 1993, Development of micro-coil sensor for measuring magnetic field leakage, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 3328–3329.
- Honkura Y., 2002, Development of amorphous wire type MI sensor for automotive use, *J. Magn. Magn. Mater.*, **249**, 375–381.
- Hortland A., 1992, The quantum Hall effect and resistance standards, *Metrologia*, **29**, 175–190.
- Hosoe Y., Hoshino K., Tsunashima S., Uchiyama S., Imura R., 1992, Control of interlayer magnetic coupling and magnetoresistance in magnetic multilayers by insertion of very thin magnetic layer, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2665–2667.
- How H., Sun L., Vittoria C., 1997, Demagnetizing factor of a ring core fluxgate magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3397–3399.
- Hrvoic I., 1989, Overhauser magnetometers for measurement of the Earth's magnetic field, in *Magnetic field Workshop on Magnetic Observatory Instrumentation*, Espoo, Finland.
- Huang R.M., Yeh F.S., Huang R.S., 1984, Double diffusion amplification magnetic sensor, *IEEE Trans., Electron. Dev.*, **31**, 1001–1004.

- Ikeda S., Hayakawa J., Lee Y.M., Matsukura F., Ohno Y., Hanyu T., Ohno H., 2007, Magnetic tunnel junction for spintronic memories and beyond, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **54**, 991–1002.
- Inomata K., Sakakima H., 2002, Tunnel type GMR devices, in *Giant Magnetoresistance Devices*, Chapter 5, Springer, Berlin, Germany.
- Ioannidis G., 1977, Identification of a ship or submarine from its magnetic signature, *IEEE Trans. Aerospace Electron. Syst.*, **13**, 327–329.
- Itoh N., Minemoto H., Ishiko D., Ishizuka S., 1995, Optical magnetic field sensors with high linearity using Bi-substituted rare earth iron garnets, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3191–3193.
- Jaklevic R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E., 1964, Quantum interference effects in Josephson tunneling, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 159–160.
- Jaklevic R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E., 1965, Macroscopic quantum interference in superconductors, *Phys. Rev.*, **140**, A1628–A1637.
- Jenks W.G., Sadeghi S.S.H., Wikswo J.P., 1997, SQUIDs for nondestructive evaluation, *J. Phys. D.*, **30**, 293–323.
- Jiles D., 1998, *Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman & Hall, London.
- Jiles D., Lo C.C.H., 2003, The role of new materials in the development of magnetic sensors and actuators, *Sens. Actuat.*, **A106**, 3–7.
- Jimbo M., Kanda T., Goto S., Tsunashima S., Uchiyama S., 1993, Giant magnetoresistance in soft magnetic NiFeCo/Cu multilayers with various buffer layers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **126**, 422–424.
- Jin S., McCormack M., Tiefel T.H., Ramesh R., 1994a, Colossal magnetoresistance in La-Ca-Mn-O ferromagnetic thin films, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6929–6933.
- Jin S., Tiefel T.H., McCormack M., Fastnacht R.A., Ramesh R., Chen L.H., 1994b, Thousandfold change in resistivity in magnetoresistive La-Ca-Mn-O films, *Science*, **264**, 413–415.
- Josephson B.D., 1962, Possible new effect in superconductive tunneling, *Phys. Lett.*, **1**, 251–253.
- Juliera M., 1975, Tunneling between ferromagnetic films, *Phys. Lett.*, **54A**, 225–226.
- Kaluza F., Grüger A., Grüner H., 2003, New and future applications of fluxgate sensors, *Sens. Actuat.*, **A106**, 48–51.
- Kamada O., 1996, Magneto-optical properties of BiGdY iron garnets for optical magnetic field sensors, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5976–5978.
- Kanno T., Mohri K., Yagi T., Uchiyama T., Shen L.P., 1997, Amorphous wire MI micro sensor using C-MOS IC multivibrator, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3358–3360.
- Karakelian D., Klempner S.L., Fraser-Smith A.C., Thompson G.A., 2002, Ultra-low frequency electromagnetic measurements associated with the 1998  $M_w$  5.1 San Juan Bautista earthquake and implications for mechanisms of electromagnetic earthquake precursors, *Tectonophysics*, **359**, 65–79.
- Karp P., Duret D., 1980, Unidirectional magnetic gradiometers, *J. Appl. Phys.*, **51**, 1267–1272.
- Kastler A., 1950, Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d'une inegalite de population des Niveaux de quantifications spatiale des atoms. Application de l'experience de Stern et Gerlach et la resonance magnetique, *J. de Phys et le Radium*, **11**, 255.
- Kawahito S., Cerman A., Aramaki K., Tadokoro Y., 2003, A weak magnetic field measurement system using microfluxgate sensors and delta-sigma interface, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **52**, 103–110.
- Kawahito S., Maier C., Schneider M., Zimmermann M., Baltes H., 1999, A 2D CMOS microfluxgate sensor system for digital detection of weak magnetic fields, *IEEE J. Solid-State Circ.*, **34**, 1843–1851.
- Kawahito S., Satoh H., Dutoh M., Tadokoro Y., 1996, High resolution microfluxgate sensing element using closely coupled coil structures, *Sens. Actuat.*, **A54**, 612–617.
- Kawajiri N., Nakabayashi M., Cai C.M., Mohri K., Uchiyama T., 1999, Highly stable MI sensor using C-MOS IC multivibrator with synchronous rectification, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 3667–3669.
- Kejik P., Chiesi L., Janossy B., Popovic R., 2000, A new compact 2D planar fluxgate sensor with amorphous metal core, *Sens. Actuat.*, **81**, 180–183.
- Kernevez N., Duret D., Moussavi M., Leger J.M., 1992, Weak field NMR and RESR spectrometers and magnetometers, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 3054–3058.
- Kernevez N., Glenat H., 1991, Description of a high sensitivity CW scalar DNP-NMR magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 5402–5404.
- Khanlou A., Moses A.J., Meydan T., Beckley P., 1995, A computerized on-line power loss testing system for the steel industry, based on the Rogowski Chattock potentiometer compensation technique, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3385–3387.
- Kim C.G., Lee H.S., 1998, Optical pumping magnetic resonance in Cs atoms for use in precise low-field magnetometry, *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 4152–4155.
- Kim C.G., Ryu K.S., Woo B.C., Kim C.S., 1993, Low magnetic field measurement by NMR using polarized flowing water, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3198–3200.
- Kitoh T., Mohri K., Uchiyama T., 1995, Asymmetrical magneto-impedance effect in twisted amorphous wires for sensitive magnetic sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3137–3139.
- Kleiner R., Koelle D., 2004, Basic properties of superconductivity, in *The SQUID Handbook*, Clarke J. and Braginski A.I. (Eds.), Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Koch H., 1989, SQUID sensors, in *Magnetic Sensors*, Boll R. and Overshott K.J. (Eds.), Chapter 10, VCH Verlag, Weinheim, Germany.
- Koch H., 2001, SQUID magnetocardiography: Status and perspectives, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 49–59.
- Koch R.H., Rozen J.R., 2001, Low noise fluxgate magnetic field sensors using ring- and rod-core geometries, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1897–1899.
- Koehler J.A., 2004, Proton precession magnetometers.
- Koelle D., Kleiner R., Ludwig F., Dantsker E., Clarke J., 1999, High-transition-temperature superconducting quantum interference devices, *Rev. Modern Phys.*, **71**, 631–686.



- Koo K.P., Bucholtz F., Dagenais D.M., Dandridge A., 1989, A compact fiber optic magnetometer employing an amorphous metal wire transducer, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **1**, 464–466.
- Kordic S., 1986, Integrated silicon magnetic field sensors, *Sens. Actuat.*, **10**, 347–378.
- Korepanow V.E., 2003, The modern trends in space electromagnetic instrumentation, *Adv. Space. Res.*, **32**, 401–406.
- Korepanov V., Berkman R., 2001, Advanced field magnetometers comparative study, *Measurement*, **29**, 137–146.
- Kraus L., Malatek M., Dvorak M., 2008, Magnetic field sensor based on asymmetric inverse Wiedemann effect, *Sens. Actuat.*, **A142**, 468–473.
- Krause H.J., Kreutzbruck M., 2002, Recent developments in SQUID NDE, *Physica C*, **368**, 70–79.
- Krismanic G., Pfützner H., Baumgartinger N., 2000, A handheld sensor for analyses of local distribution of magnetic fields and losses, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 720–722.
- Kubiak J., Ostafin M., Klenitz G., 1979, A new field tracking NMR magnetometer system, *J. Phys. E*, **12**, 640–643.
- Kubik J., Pavel L., Ripka P., Kaspar P., 2007, Low power printed circuit board fluxgate sensor, *IEEE Sensors J.*, **7**, 179–183.
- Kuijk K.E., 1977, Magnetoresistive magnetic head, US Patent 4,052,748.
- Kuijk K.E., van Gestel W.J., Gorter F.W., 1975, The Barber pole, a linear magnetoresistive heads, *IEEE Trans. Magn.*, **11**, 1215–1217.
- Kuperman V., 2000, *Magnetic Resonance Imaging*, Academic Press, San Diego, CA.
- Lakshmanan R.S., Guntupali R., Hu J., Petrenko V.A., Barbaree J.M., Chin B.A., 2007, Detection of *Salmonella typhimurium* in fat using a phage immobilized magnetoelastic sensor, *Sens. Actuat.*, **B126**, 544–550.
- Leal J.L., Kryder M.H., 1998, Spin valves exchange biased by Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets, *J. Appl. Phys.*, **83**, 3720–3723.
- Lee Y.M., Hayakawa J., Ikeda S., Matsukura F., Ohno H., 2007, Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo spin valve magnetic tunnel junction with MgO tunnel barrier, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 212507.
- Leger J.M., Bertrand F., Jager T., Le Prado M., Fratter I., Lalaurie J.C., 2009, Swarm absolute scalar and vector magnetometer based on helium 4 optical pumping, *Proc. Chem.*, **1**, 634–637.
- Lenz J., 1990, A review of magnetic sensors, *Proc. IEEE*, **78**, 973–989.
- Lenz J., Edelstein A.S., 2006, Magnetic sensors and their applications, *IEEE Sensors J.*, **6**, 631–649.
- Liakopoulos T.M., Ahn C.H., 1999, A microfluxgate magnetic sensor using micromachined planar solenoid coils, *Sens. Actuat.*, **77**, 66–72.
- Lin T., Tsang C., Fontana R.E., Howard J.K., 1995, Exchange-coupled NiFe/FeMn, NiFe/NiMN and NiO/NiFe films for stabilization of magnetoresistive sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2585–2590.
- Linke S., 1992, Technologie magnetoresistiver Sensoren, Magnetoresistive Sensoren, *Proc. Symp. Dortmund*, 10–28.
- Lippmann H.J., Kuhrt F., 1958, Der Geometrieinfluss auf den Widerstandsänderung von InSb, *Z. Naturforsch.*, **13a**, 462–474.
- Loisos G., Moses A.J., 2001, Critical evaluation and limitations of localized flux density measurements in electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2755–2757.
- Lowrie W., 2007, *Fundamentals of Geophysics*, Cambridge University Press, New York.
- Macintyre S.A., 1980, A portable low noise low frequency three-axis search coil magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **16**, 761–763.
- Mahdi A.E., Panina L., Mapps D., 2003, Some new horizons in magnetic sensing: High Tc SQUIDS, GMR and GMI materials, *Sens. Actuat.*, **A105**, 271–285.
- Manoharan S.S., Vasanthacharya N.Y., Hegde M.S., Satyalaksmi K.M., Prasad V., Subramanyam S.V., 1994, Ferromagnetic  $\text{La}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_3$  thin films with giant magnetoresistance at 300 K, *J. Appl. Phys.*, **76**, 3923–3925.
- Marmelstein M.D., 1992, A magnetoelastic metallic glass low-frequency magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 36–56.
- Marshall S.V., 1967, An analytical model for the fluxgate magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **3**, 459–463.
- Mathin J., Umerski A., 2001, Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe (001) junction, *Phys. Rev.*, **B63**, 220403.
- McCormack M., Jin S., Tiefel T.H., Fleming R.M., Phillips J.M., Ramesh R., 1994, Very large magnetoresistance in perovskite-like La-Ca-Mn-O thin film, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3045–3047.
- McCumber D.E., 1968, Effect of ac impedance on dc voltage current characteristics of superconductor weak link junctions, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3113–3118.
- McGuire T.R., Potter R.I., 1975, Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys, *IEEE Trans. Magn.*, **11**, 1018–1038.
- Meeks S.W., Hill J.C., 1983, Piezomagnetic and elastic properties of metallic glass alloys Fe87Co18B14Si1 and Fe81B13.5Si3.5C2, *J. Appl. Phys.*, **54**, 6584–6593.
- Meiklejohn W.H., Bean C.P., 1956, New magnetic anisotropy, *Phys. Rev.*, **102**, 1413–1420.
- Metzdorf W., Boehner M., Haudek H., 1980, Möglichkeiten und Grenzen magnetoresistiver Leseköpfe, *NTG-Fachberichte*, **76**, 69–75.
- Metzdorf W., Boehner M., Haudek H., 1982, The design of magnetoresistive multitrack read heads for magnetic tapes, *IEEE Trans. Magn.*, **18**, 763–768.
- Micheel H.J., 1987, Induktionsspulen mit induktiver Gegenkopplung als hochauflösende Magnetfeldsonden, *NTZ Archiv*, **9**, 97–102.
- Mittleman D.M., Cunningham J., Nuss M.C., Geva M., 1997, Noncontact semiconductor wafer characterization with the terahertz Hall effect, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 16–18.
- Miyazaki T., Tezuka N., 1995a, Giant magnetic tunneling effect in  $\text{Ge}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Fe}$  junction, *J. Magn. Magn. Mater.*, **139**, L231–234.
- Miyazaki T., Tezuka N., 1995b, Spin polarized tunneling in ferromagnet/insulator/ferromagnet junctions, *J. Magn. Magn. Mater.*, **151**, 403–410.
- Mohd Ali B.B., Moses A.J., 1989, A grain detection system for grain oriented electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 4421–4426.

- Mohri K., 1984, Review of recent advances in the field of amorphous sensors and transducers, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 942–947.
- Mohri K., Humphrey F.B., Panina L.V., Honkura Y., Yamasaki J., Uchiyama T., Hirami M., 2009, Advances of amorphous wire magnetics over 27 years, *Phys. Stat. Sol.*, **A206**, 601–607.
- Mohri K., Kawashima K., Kohzawa T., Yoshida H., 1993, Magnetoinductive element, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 1245–1248.
- Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K., Yoshida H., Panina L.V., 1992, Magnetoinductive effect in amorphous wires, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 3150–3152.
- Mohri K., Takeuchi S., 1982, Sensitive bistable magnetic sensors using twisted amorphous magnetostrictive ribbons due to Matteucci effect, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8386–8388.
- Mohri K., Takeuchi S., Fujimoto T., 1981, Sensitive magnetic sensors using amorphous Wiegand-type ribbons, *IEEE Trans. Magn.*, **17**, 3370–3372.
- Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V., 1997, Recent advances in micro magnetic sensors and sensing application, *Sens. Actuat.*, **A59**, 1–8.
- Mohri K., Uchiyama T., Shen L.P., Cai C.M., Panina L.V., 2002a, Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micro-magnetic sensor for intelligent measurements and control, *J. Magn. Magn. Mater.*, **249**, 351–356.
- Mohri K., Uchiyama T., Shen L.P., Cai C.M., Panina L.V., Honkura Y., Yamamoto M., 2002b, Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micromagnetic sensor utilizing magnetoimpedance and stress-impedance effects, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3063–3068.
- Moldovanu A., Chiriac H., Macoviciuc M., Diaconu E., Ioan C., Moldovanu E., Tomut M., 1997, Functional study of fluxgate sensors with amorphous magnetic materials core, *Sens. Actuat.*, **A59**, 105–108.
- Moodera J.S., Kinder L.R., Wong T.M., Meservy R., 1995, Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3273–3276.
- Moodera J.S., Mathon G., 1999, Spin polarized tunnelling in ferromagnetic junctions, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 248–273.
- Moodera J.S., Nassar J., Mathon G., 1999, Spin tunnelling ferromagnetic junctions, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **29**, 381–432.
- Moore G.E., Turner P.A., Thai K.L., 1972, Current density limitations in permalloy magnetic detectors, *AIP Conf. Proc.*, **10**, 217–221.
- Moreau O., Cheron B., Gilles H., Hamel H., Noel E., 1997, Magnetometre a 3He pompe par diode laser, *J. Phys. III*, **7**, 99–115.
- Morikawa T., Nishibe Y., Yamadera H., Nonomura Y., Takeuchi M., Sakata J., 1996, Enhancement of giant magneto-impedance in layered film by insulator separation, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4965–4967.
- Mück M., Heiden C., 1989, Simple dc SQUID system based on frequency modulated relaxation oscillator, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 1151–1153.
- Mück M., Rogalla H., Heiden C., 1988, A frequency modulated read out system for dc SQUIDS, *Appl. Phys.*, **A47**, 285–289.
- Mukhopadhyay S.C., Yamada S., Iwahara M., 2002, Experimental determination of optimum coil pitch for a planar mesh-type micromagnetic sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3380–3382.
- Murgatroyd P.N., 1992, Making and using Rogowski coil, in *ICWA Conference*, Cincinnati, OH, pp. 267–274.
- Murgatroyd P., 1996, Progress with Rogowski coils, in *EMCWA Conference*, Chicago, IL, pp. 369–374.
- Murgatroyd P.N., Chu A.K.Y., Richardson G.K., West D., Yearley G.A., Spencer A.J., 1991, Making Rogowski coils, *Meas. Sci. Technol.*, **2**, 1218–1219.
- Murgatroyd P.N., Woodland D.N., 1994, Geometrical properties of Rogowski sensors, in *IEE Colloquium on Low Frequency Power Measurement and Analysis*, London, pp. 901–910.
- Murray I.B., McAuly A.D., 2004, Magnetic detection and localization using multichannel Levinson-Durbin algorithm, *Proc. SPIE*, **5429**, 561–566.
- Musmann G., Afanassiev Y., 2010, *Fluxgate Magnetometers for Space Research*, Books on Demand GmbH.
- Nafalski A., Moses A.J., Meydan T., Abousetta M.M., 1989, Loss measurements on amorphous materials using a field-compensated single strip tester, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 4287–4291.
- Nakata T., Ishihara Y., Nakaji M., Todaka T., 2000, Comparison between the H-coil method and the magnetizing current method for the single sheet tester, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 607–610.
- Nakata T., Kawase Y., Nakano M., 1987, Improvement of measuring accuracy of magnetic field strength in single sheet testers by using two H-coils, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 2596–2598.
- Narod B.B., 1985, An evaluation of noise performance of Fe, Co, Si and B amorphous alloys in ring-core fluxgate magnetometers, *Can. J. Phys.*, **63**, 1468–1472.
- Nassisi V., Luches A., 1979, Rogowski coils: Theory and experimental results, *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 900–902.
- Ness N.F., 1970, Magnetometers for space research, *Space Sci. Rev.*, **11**, 459–554.
- Nicholson P.I., So M.H., Meydan T., Moses A.J., 1966, Non-destructive surface inspection system for steel and other ferromagnetic materials using magnetoresistive sensors, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 162–164.
- Nie H.B., Pakhomov A.B., Yan X., Zhang X.X., Knobel M., 1999, Giant magnetoimpedance in crystalline mumetal, *Solid State Commun.*, **112**, 285–289.
- Nielsen O.V., Brauer P., Primdahl F., Risbo T., Jorgensen J.L., Boe C., Deyerler M., Bauereisen S., 1997, A high-precision triaxial fluxgate sensor for space applications: Layout and choice of material, *Sens. Actuat.*, **A59**, 168–176.
- Nielsen O.V., Petersen J.R., Primdahl F., Brauer P., Hernando B., Fernandes A., Merayo J.M., Ripka P., 1995, Development, construction and analysis of the Oested fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **6**, 1099–1115.
- Ning Y.N., Wang Z.P., Palmer A.W., Gratten K.T.V., Jackson D.A., 1995, Recent progress in optical current sensing techniques, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 3097–3111.
- O'Brien H., Brown P., Beek T., Carr C., Cupido E., Oddy T., 2007, A radiation tolerant digital fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **18**, 3645–3650.

- Oszwaldowski M., 1998, Hall sensors based on heavily doped n-InSb thin films, *Sens. Actuat.*, **A68**, 234–237.
- Panina L.V., Mohri K., 1994, Magnetoimpedance effect in amorphous wires, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1189–1191.
- Panina L.V., Mohri K., Bushida K., Noda M., 1994, Giant magnetoimpedance and magnetoinductive effects in amorphous alloys, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6198–6203.
- Panina L.V., Mohri K., Makhnovskiy D.P., 1999, Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires, *J. Appl. Phys.*, **85**, 5444–5446.
- Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M., 1995, Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 1249–1260.
- Pant B.B., 1996a, Design tradeoff for high sensitivity magnetoresistive transducers, *Electrochem. Soc. Proc.*, **95**, 62–76.
- Pant B.B., 1996b, Effect of interstrip gap on the sensitivity of high sensitivity magnetoresistive transducer, *J. Appl. Phys.*, **79**, 6123–6125.
- Pant B.B., Krahn D.R., 1991, High sensitivity magnetoresistive transducers, *J. Appl. Phys.*, **69**, 5936–5938.
- Pantiniakis A., Jackson D.A., 1986, High sensitivity low frequency magnetometer using magnetostrictive primary sensing and piezoelectric signal recovery, *Electron. Lett.*, **22**, 737–738.
- Parkin S.S.P., 1992, Dramatic enhancement of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cu multilayers by addition of thin Co interface layer, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1358–1360.
- Parkin S.S.P., 1994, Giant magnetoresistance and oscillatory interlayer coupling in polycrystalline transition metal multilayers, in *Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer Verlag, Berlin, Germany, pp. 148–186.
- Parkin S.S.P., Bhadra R., Roche K.P., 1991, Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layer, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2152–2155.
- Parkin S.S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B., Samant M., Yang S.H., 2004, Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers, *Nat. Mater.*, **3**, 862–867.
- Parkin S.S.P. et al., 1999, Exchange biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory, *J. Appl. Phys.*, **85**, 5828–5833.
- Pedersen E.B., Primdahl F., Petersen J.R., Merayo J.M.G., Brauer P., Nielsen O.V., 1999, Digital fluxgate magnetometer for the Astrid-2 satellite, *Meas. Sci. Technol.*, **10**, N124–N129.
- Pellinen D.G., di Capua M.S., Sampayan S.E., Gerbracht H., Wang M., 1980, Rogowski coil for measuring fast, high-level pulsed currents, *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, 1535–1540.
- Pendlebury J.M., Smith K., Unsworth P., Greene G.L., Mampe W., 1979, Precision field averaging NMR magnetometer for low and high fields using flowing water, *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 535–540.
- Peters T.J., 1986, Automobile navigation using a magnetic fluxgate compass, *IEEE Trans. Veh. Technol.*, **35**, 41–47.
- Pettinga J.A., Siersema J., 1983, A polyphase 500 kA current measuring system with Rogowski coils, *IEEE Proc. B*, **130**, 360–363.
- Pfützner H., Krismanic G., 2004, The needle method for induction tests—Sources of error, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 1610–1616.
- Pfützner H., Schönhuber P., 1991, On the problem of the field detection for single sheet testers, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 778–785.
- Phan M.H., Peng H.X., 2008, Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications, *Prog. Mater. Sci.*, **53**, 323–420.
- Piil-Henriksen J., Merayo J.M., Nielsen O.V., Petersen H., Raagaard Petersen J., Primdahl F., 1996, Digital detection and feedback fluxgate magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **7**, 897–903.
- Pirota K.R., Kraus L., Chiriach H., Knobel M., 2000, Magnetic properties and giant magnetoimpedance in a CoFeSiB glass-covered microwire, *J. Magn. Magn. Mater.*, **221**, L243–L247.
- Pizella V., Della Pena S., Del Gratta C., Romani G.L., 2001, SQUID systems for biomagnetic imaging, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, R79–R114.
- Popovic R.S., 2004, *Hall Effect Devices*, IOP Publishing, Boston, MA.
- Popovic R.S., Schott C., Shibasaki I., Biard J.R., Foster R.B., 2001, Hall effect magnetic sensors, in *Magnetic Sensors and Magnetometers*, Ripka P. (Ed.), Chapter 5, Artech House, Boston, MA.
- Prance R.J., Clark T.D., Prance H., 2000, Ultra low noise induction magnetometer for variable temperature operation, *Sens. Actuat.*, **85**, 361–364.
- Prance R.J., Clark T.D., Prance H., 2003, Compact room-temperature induction magnetometer with superconducting quantum interference level field sensitivity, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 3735–3739.
- Prance R.J., Clark T.D., Prance H., 2006, Room temperature induction magnetometers, in *Encyclopedia of Sensors*, Vol. 10, Grimes C.A. and Dickey E.C. (Eds.), American Scientific Publishers.
- Prieto J.L., Aroca C., Lopez E., Sanchez M.C., Sanchez P., 1995, New type of two-axis magnetometer, *Electron. Lett.*, **31**, 1072–1073.
- Prieto J.L., Aroca C., Lopez E., Sanchez M.C., Sanchez P., 2000, Magnetostrictive-piezoelectric magnetic sensor with current excitation, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 756–758.
- Primdahl F., 1970, The fluxgate mechanism. Part 1: The gating curves of parallel and orthogonal fluxgates, *IEEE Trans. Magn.*, **6**, 376–383.
- Primdahl F., 1979, The fluxgate magnetometer, *J. Phys. E.*, **12**, 241–253.
- Primdahl F., Hernando B., Nielsen O.V., Petersen J.R., 1989, Demagnetizing factor and noise in the fluxgate ring-core sensor, *J. Phys. E.*, **22**, 1004–1008.
- Primdahl F., Hernando B., Petersen J.R., Nielsen O.V., 1994, Digital detection of the flux-gate sensor output signal, *Meas. Sci. Technol.*, **5**, 359–362.
- Primdahl F., Jensen P.A., 1982, Compact spherical coil for fluxgate magnetometer vector feedback, *J. Phys. E.*, **15**, 221–226.

- Primdahl F., Merayo J.M.G., Brauer P., Laursen I., Risbo T., 2005, Internal field of homogeneously magnetized toroid sensor for proton free precession magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **16**, 590–593.
- Puckett L.G., Barrett G., Kouzoudis D., Grimes C., Bachas L.G., 2003, Monitoring of blood coagulation with magneto-elastic sensors, *Biosens. Bioelectron.*, **18**, 675–681.
- Pulz E., Jäckel K.H., Linthe H.J., 1999, A new optically pumped tandem magnetometer: Principles and experiences, *Meas. Sci. Technol.*, **10**, 1025–1031.
- Qian Z., Daughton J., Wang D., Tonadra M., 2003, Magnetic design and fabrication of linear spin valve sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 3322–3324.
- Qian Z., Wang D., Daughton J., Tonadra M., Nordman C., Popple A., 2004, Linear spin valve bridge sensing device, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2643–2645.
- Ramboz J.D., 1996, Machinable Rogowski coil, design and calibration, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **45**, 511–515.
- Ramsden E., 2006, *Hall Effect Sensors*, Newnes.
- Rauscher G., Radeloff C., 1989, Wiegand and pulse-wire sensors, in *Magnetic Sensors*, Boll R. and Overshott K.J. (Eds.), Chapter 8, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, pp. 315–339.
- Richter W., 1979, Induction magnetometer for biomagnetic fields, *Exp. Technik Phys.*, **27**, 235–243.
- Riggs L.S., Cash S., Bell T., 2002, Progress toward in electromagnetic induction mine discrimination system, *Proc. SPIE*, **4742**, 736–745.
- Rijks Th.G.S.M., Coehoorn R., Daenmen J.T.F., de Jonge W.J.M., 1994b, Interplay between exchange biasing and interlayer exchange coupling in  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{30}\text{Mn}_{30}$  layered systems, *J. Appl. Phys.*, **76**, 1092–1099.
- Rijks Th.G.S.M., de Jonge W.J.M., Folkerts W., Kools J.C.S., Coehoorn R., 1994a, Magnetoresistance in  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{30}\text{Mn}_{30}$  spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 916–918.
- Ripka P., 1992, Review of fluxgate sensors, *Sens. Actuat.*, **A33**, 129–141.
- Ripka P., 1996a, Alternating current-excited magnetoresistive sensor, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5211–5213.
- Ripka P., 1996b, Noise and stability of magnetic sensors, *J. Magn. Magn. Mater.*, **157–158**, 424–427.
- Ripka P., 2000a, New directions in fluxgate sensors, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 735–739.
- Ripka P., 2000b, Race-track fluxgate with adjustable feedthrough, *Sens. Actuat.*, **85**, 227–231.
- Ripka P. (Ed.), 2001, *Magnetic Sensors and Magnetometers*, Artech House, Boston, MA.
- Ripka P., 2003, Advances in fluxgate sensors, *Sens. Actuat.*, **A106**, 8–14.
- Ripka P., Billingsley S.W., 2000, Crossfield effect at fluxgate, *Sens. Actuat.*, **81**, 176–179.
- Ripka P., Janosek M., Butta M., 2009, Crossfield sensitivity in AMR sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4514–4517.
- Ripka P., Kaspar P., 1998, Portable fluxgate magnetometer, *Sens. Actuat.*, **A68**, 286–289.
- Ripka P., Kawahito S., Choi S.O., Tipek A., Ishida M., 2001, Microfluxgate sensor with closed core, *Sens. Actuat.*, **A91**, 65–69.
- Ripka P., Primdahl F., Nielsen O.V., Petersen J.R., Ranta A., 1995, AC magnetic field measurement using the fluxgate, *Sens. Actuat.*, **A46–47**, 307–311.
- Rochford K.B., Rose A.H., Day G.W., 1996, Magneto-optic sensors based on iron garnets, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4113–4117.
- Rogowski W., Steinhaus W., 1912, Die Messung der magnetischen Spannung, *Arch. für Elektrotechnik*, **1**, 141–150.
- Romani G.L., Williamson S.J., Kaufman L., 1982, Biomagnetic instrumentation, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 1815–1845.
- Rowell, J.W., 1963, Magnetic field dependence of the Josephson tunnel current, *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 200–202.
- Ryhänen T., Seppä H., 1989, SQUID magnetometers for low-frequency applications, *J. Low Temp. Phys.*, **76**, 287–386.
- Sadler D.J., Ahn C.H., 2001, On-chip eddy current sensor for proximity sensing and crack detection, *Sens. Actuat.*, **A91**, 340–345.
- Saito T., 1980, Fluxgate magnetometer with a 0.5 m length two core sensor, *Sci. Rep. Tohoku. Univ.*, **27**, 85–93.
- Sanchez M.L., Kurlandskaya G.V., Hernando B., Prida V.M., Santos J.D., Tejedor M., 2003, Very high GMI effect in commercial Vitrovac amorphous ribbon, *Sens. Actuat.*, **A106**, 195–198.
- Sandhu A., Masuda H., Oral A., Bending S.J., 2001, Room temperature magnetic imaging of magnetic storage media and garnet epilayers in the presence of external magnetic fields using a submicron GaAs SHPM, *J. Cryst. Growth*, **227–228**, 899–905.
- Sato M., Ishio S., Miyazaki T., 1993, Magnetoresistance of  $\text{NiFe}/\text{Cu}$  multilayers formed by sputtering, *J. Magn. Magn. Mater.*, **126**, 460–462.
- Scarzello J.F., Usher G.W., 1977, A low power magnetometer for vehicle detection, *IEEE Trans. Magn.*, **13**, 1101–1103.
- Schad R., Potter C.D., Belien P., Verbanck G., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y., 1994, Giant magnetoresistance in  $\text{Fe}/\text{Cr}$  superlattices with very thin Fe layer, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3500–3502.
- Schilling M., 2003, Rauscheigenschaften magnetoresistiver Sensoren, in *Proceedings of the VII Symposium. "Magnetoresistive Sensoren"*, Sensitec.
- Schilstra G., van Hateren J.H., 1998, Using miniature sensor coils for simultaneous measurement of orientation and position of small, fast-moving animals, *J. Neurosci. Methods*, **83**, 125–131.
- Scholes R., 1970, Application of operational amplifiers to magnetic measurements, *IEEE Trans. Magn.*, **6**, 289–291.
- Schott C., Blanchard H., Popovic R., Racz R., Hrejsa J., 1997, High accuracy analog Hall probe, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **46**, 613–616.
- Schott C., Popovic R.S., Alberti S., Tran M.Q., 1999, High accuracy magnetic field measurements with a Hall probe, *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 2703–2707.
- Schott C., Waser J.M., Popovic R.S., 2000, Single chip 3D silicon Hall sensor, *Sens. Actuat.*, **82**, 167–173.
- Scouten D.C., 1972, Sensor noise in low level fluxgate magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **8**, 223–231.
- Sedlar M., Matejec V., Paulická I., 2000, Optical fibre magnetic field sensors using ceramic magnetostrictive jackets, *Sens. Actuat.*, **84**, 297–302.



- Senaj V., Guillot G., Darrasse L., 1998, Inductive measurement of magnetic field gradients for magnetic resonance imaging, *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 2400–2405.
- Senda K., Ishida M., Sato K., Komatsubara M., Yamaguchi T., 1997, Localized magnetic properties in grain-oriented silicon steel measured by stylus probe method, *Trans. IEEE Japan*, **117-A**, 941–950.
- Senda K., Ishida M., Sato K., Komatsubara M., Yamaguchi T., 1999, Localized magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by needle probe method, *Electr. Eng. Japan*, **126**, 942–949.
- Seran H.C., Fergeau P., 2005, An optimized low-frequency three-axis search coil magnetometer for space research, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 1–10.
- Shankar K., Zeng K., Ruan C., Grimes C.A., 2005, Quantification of ricin concentration in aqueous media, *Sens. Actuat., B107*, 640–648.
- Sherman C., 1959, High precision measurement of the average value of a magnetic field over an extended path in space, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 568–575.
- Shirae K., 1984, Noise in amorphous magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **5**, 1299–1301.
- Shirkoohi G.H., Kontopoulos A.S., 1994, Computation of magnetic field in Rogowski-Chattock potentiometer compensated magnetic tester, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 587–590.
- Silver A.H., Zimmerman J.E., 1967, Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings, *Phys. Rev.*, **157**, 317–341.
- Slocum R.E., Marton B.I., 1974, A nuclear free precession magnetometer using optically polarized  $^3\text{He}$  gas, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 528–531.
- Slocum R.E., Kuhlman G., Ryan L., King D., 2002, Polatomic advances in magnetic detection, in *OCEANS Conference Paper*, Polatomic Inc., Richardson, TX, Vol. 2, pp. 945–951.
- Slocum R.E., Reilly F., 1963, Low field helium magnetometer for space applications, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **10**, 165–171.
- Slocum R.E., Ryan L., 2002, Self calibrating vector magnetometer for space, in *ESTC Conference Paper B3P4*, Polatomic Inc., Richardson, TX.
- Slocum R.E., Ryan L., 2003, Design and operation of miniature vector laser magnetometer, in *ESTC Conference Paper B1P8*, Polatomic Inc., Richardson, TX.
- Slonczewski J.C., 1989, Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier, *Phys. Rev. B: Condens. Matter*, **39**, 6995–7002.
- Smith R.S., Annan A.P., 2000, Using an induction coil sensor to indirectly measure the B-field response in the bandwidth of the transient electromagnetic method, *Geophysics*, **65**, 1489–1494.
- Smith R.W.M., Freesten I.L., Brown B.H., Sinton A.M., 1992, Design of a phase-sensitive detector to maximize signal-to-noise ratio in the presence of Gaussian wideband noise, *Meas. Sci. Technol.*, **3**, 1054–1062.
- Snare R.C., McPherron R.L., 1973, Measurement of instrument noise spectra at frequencies below 1 Hz, *IEEE Trans. Magn.*, **9**, 232–235.
- Spong J.K., Speriosu V.S., Fontana R.E., Dovek M.M., Hylton T.L., 1996, Giant magnetoresistive spin valve bridge sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 366–371.
- Squire P.T., Gibbs M.R.J., 1988a, Shear-wave magnetometry, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 1755–1757.
- Squire P.T., Gibbs M.R.J., 1988b, Ultrasonic shear wave absorption in amorphous magnetic ribbons, *J. Appl. Phys.*, **64**, 5408–5410.
- Steindl R., Pohl A., Seifert F., 1999, Impedance loaded SAW sensors offer a wide range of measurement opportunities, *IEEE Trans. Microw. Theory Techniq.*, **47**, 2625–2629.
- Sternickel K., Braginski A.I., 2006, Biomagnetism using SQUIDS: Status and perspectives, *Supercond. Sci. Technol.*, **19**, S160–S171.
- Stoll R.L., 1975, Method of measuring alternating currents without disturbing the conducting circuit, *IEEE Proc.*, **122**, 1166–1167.
- Stuart W.F., 1972, Earth's field magnetometry, *Rep. Prog. Phys.*, **35**, 803–881.
- Surkov V.V., Hayakawa M., 2006, ULF geomagnetic perturbations due to seismic noise produced by rock fracture and crack formation treated as a stochastic process, *Phys. Chem. Earth*, **31**, 273–280.
- Swithenby S.J., 1980, SQUIDS and their applications in the measurement of weak magnetic fields, *J. Phys. E*, **13**, 801–813.
- Takamiya S., Fujikawa K., 1972, Differential amplification magnetic sensor, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **19**, 1085–1090.
- Takemura Y., Yamada T., 2006, Output properties of zero speed sensors using FeCoV wire and NiFe /CoFe multilayer thin film, *IEEE Sensors J.*, **6**, 1186–1190.
- Takeuchi S., Harada K., 1984, A resonant type amorphous ribbon magnetometer driven by an operational amplifier, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1723–1725.
- Tedrow P.M., Meservey R., 1971, Spin dependent tunneling into ferromagnetic nickel, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 192–195.
- Tejedor M., Hernandop B., Sanchez M.L., 1995, Magnetization process in metallic glasses for fluxgate sensors, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140–144**, 349–350.
- Tondra M., Daughton J., Wang D., Beech R., Fink A., Taylor J.A., 1998, Picotesla field sensor design using spin dependent tunnelling devices, *J. Appl. Phys.*, **83**, 6688–6690.
- du Tremolete de Lacheisserie, 2005a, Magnetoelastic effects, in *Magnetism: Fundamentals*, Chapter 12, Springer, Berlin, Germany, pp. 351–396.
- du Tremolete de Lacheisserie, 2005b, Magnetostrictive materials, in *Magnetism: Materials and Applications*, Chapter 18, Springer, Berlin, Germany, pp. 214–234.
- Tsang C., Fontana R.E., Lin T., Heim D.E., Speriosu V.S., Gurney B.A., Williams M.L., 1994, Design, fabrication, testing of spin valve read heads for high density recording, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 3801–3806.
- Tsymbal E.Y., Mryasov O.N., LeClair P.R., 2003, Spin dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions, *J. Phys. Condens. Matter*, **15**, R109–R142.
- Tumanski S., 1984, A new type of thin film magnetoresistive magnetometer—An analysis of circuit principles, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1720–1722.
- Tumanski S., 1986, Analysis of induction coil performances in application for measurement of weak magnetic field, *Przeegl. Elektr.*, **62**, 137–141.

- Tumanski S., 2001, *Thin Film Magnetoresistive Sensors*, IOP Publishing, Bristol, U.K.
- Tumanski S., 2002, A multi-coil sensor for tangential magnetic field investigations, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 1153–1156.
- Tumanski S., 2004, A review of magnetic sensors, *Przegl. Elektr.*, **80**, 74–80.
- Tumanski S., 2006, *Principles of Electrical Measurements*, Taylor & Francis, Boca Raton, FL.
- Tumanski S., Stabrowski M., 1984, Optimization of the performance of a thin film permalloy magnetoresistive sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 963–965.
- Tumanski S., Stabrowski M., 1985, The optimization and design of magnetoresistive Barber-pole sensors, *Sens. Actuat.*, **7**, 285–295.
- Uchiyama T., Mohri K., Panina L.V., Furuno K., 1995, Magnetoimpedance in sputtered amorphous films for micro magnetic sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3182–3184.
- Ueda H., Watanabe T., 1975, Several problems about sensitivity and frequency response of an induction magnetometer, *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5. Geophysics*, **22**, 107–127.
- Ueda H., Watanabe T., 1980, Linearity of ferromagnetic core solenoids used as magnetic sensors, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **32**, 285–295.
- Uesaka M., Hakuta K., Miya K., Aoki K., Takahashi A., 1998, Eddy-current testing by flexible microloop magnetic sensor array, *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 2287–2297.
- van den Berg H.A.M., Clemens W., Gieres G., Rupp G., Schelter W., Vieth M., 1996, GMR sensors scheme with artificial antiferromagnetic subsystem, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4624–4626.
- Van Harlingen D.J., Koch R.H., Clarke J., 1982, Superconducting quantum interference device with very low magnetic flux noise energy, *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 197–199.
- Vazquez M., Garcia-Benetyez J.M., Garcia J.M., Sinnecker J.P., Zhukov A.P., 2000, Giant magnetoimpedance in heterogeneous microwires, *J. Appl. Phys.*, **88**, 6501–6505.
- Vazquez M., Hernando A., 1996, A soft magnetic wire for sensor applications, *J. Phys. D*, **29**, 939–949.
- Vazquez M., Knoble M., Sanchez M.L., Valenzuela R., Zhukov A.P., 1997, Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications, *Sens. Actuat.*, **A59**, 20–29.
- Vazquez M. et al, 2007, Applications of amorphous microwires in sensing technologies, *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **25**, 441–446.
- Vencueria I., Tudanca M., Aroca C., Lopez E., Sanchez M.C., Sanchez P., 1994, Fluxgate sensor based on planar technology, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 5042–5045.
- Vlaardingerbroek M.T., den Boer J.A., 2004, *Magnetic Resonance Imaging*, Springer, Berlin, Germany.
- Vrba J. et al, 1993, Whole cortex 64 channel SQUID biomagnetometer system, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**, 1878–1882.
- Wakai R.T., Van Harlingen J., 1988, Signal and white noise properties of edge junction dc SQUIDs, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1182–1184.
- Wang D., Nordman C., Daughton J., Qian Z., Fink J., 2004, 70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference layers, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2269–2271.
- Ward D.A., Exon J.L.T., 1993, Using Rogowski coils for transient current measurements, *Eng. Sci. Educ. J.*, 105–113.
- Weinstock H., 1991, A review of SQUID magnetometry applied to nondestructive evaluation, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3231–3236.
- Weinstock H. (Ed.), 1996, *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands.
- Werner E., 1957, Einrichtung zur Messung magnetischer Eigenschaften von Blechen bei Wechselstrommagnetisierung, Austrian patent. No. 191015.
- Weyand K., 1989, An NMR marginal oscillator for measuring magnetic fields below 50 mT, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **38**, 410–414.
- Weyand K., 1999, Magnetometer calibration setup controlled by nuclear magnetic resonance, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **48**, 668–671.
- White R.L., 1992, Giant magnetoresistance: a primer, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2482–2487.
- Wiegand J.R., Velinsky M., 1974, Bistable magnetic device, US Patent 3,820,090.
- Wiksw J.P., 1995, SQUID magnetometers for biomagnetism and nondestructive testing: Important questions and initial answers, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**, 74–120.
- Woo B.C., Kim C.G., Park P.G., Kim C.S., Shifrin V.Y., 1997, Low magnetic field measurement by a separated NMR detector using flowing water, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4345–4348.
- Yabukami S., Kikuchi, K., Yamaguchi M., Arai K.I., 1997, Magnetic flux sensor principle of microstrip pickup coil, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4044–4046.
- Yamaguchi T., Senda K., Ishida M., Sato K., Honda A., Yamamoto T., 1998, Theoretical analysis of localized magnetic flux measurement by needle probe, *J. Phys. IV*, **8**, 717–720.
- Yamaguchi M., Yabukami S., Arai K.I., 2000, Development of multiplayer planar flux sensing coil and its application to 1 MHz–3.5 GHz thin film permeance meter, *Sens. Actuat.*, **81**, 212–215.
- Yang H.H., Myung N.V., Yee J., Park D.Y., Yoo B.Y., Schwartz M., Nobe K., Judy J.W., 2002, Ferromagnetic micromechanical magnetometer, *Sens. Actuat.*, **A 97–98**, 88–97.
- Young D., Pu Y., 2000, Magneto-optics, in *The Electrical Engineering Handbook*, Chapter 57, CRC Press, Boca Raton, FL.
- Yuasa S., Djayaprawira D.D., 2007, Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (001) barrier, *J. Phys. D*, **40**, R337–R354.
- Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K., 2004, Giant room temperature magnetoresistance in single crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions, *Nat. Mater.*, **3**, 868–871.
- Zeeman P., 1897, On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance, *Phil. Mag.*, **43**, 226.
- Zeng X.H., Soltner H., Selbig D., Bode M., Bick M., Rüders F., Schubert J., Zander W., Banzet M., Zhang Y., Bousack H., Braginski A.I., 1998, A high temperature RF SQUID system for magnetocardiography, *Meas. Sci. Technol.*, **9**, 1600–1608.

- Zhang Y., Panaitov G., Wang S.G., Wolters N., Otto R., Schubert J., Zander W., Krause H.J., Soltner H., Bousack H., Braginski A.I., 2000, Second order high temperature superconducting gradiometer for magnetocardiography in unshielded environment, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 906–908.
- Zhang Y., Tavrín Y., Krause H.J., Bousack H., Braginski A.I., Kalberkamp U., Matzander U., Burghoff M., Trahms L., 1995, Applications of high temperature SQUIDs, *Appl. Supercond.*, **3**, 367–381.
- Zhao Z.J., Li X.P., Fan J., Seet H.L., Qian X.B., Ripka P., 2007, Comparative study of the sensing performance of orthogonal fluxgate sensors with different amorphous sensing elements, *Sens. Actuat.*, **A136**, 90–94.
- Zhao L., van Wyk J.D., Odendaal W.G., 2004, Planar embedded pick-up coil sensor for integrated power electronic modules, *Appl. Power Electron. Conf.*, **2**, 945–951.
- Zhu J.G., 1999, Spin valve and dual spin valve heads with synthetic antiferromagnets, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 655–660.
- Zijlstra H., 1967, *Experimental Methods in Magnetism*, North-Holland Publishing, Amsterdam, the Netherlands.
- Zimmerman J.E., Silver A.H., 1966, Macroscopic quantum interference effects through superconducting point contacts, *Phys. Rev.*, **141**, 367–375.
- Zimmerman J.E., Thiene P., Harding J.T., 1970, Design and operation of stable rf biased superconducting point contact quantum devices and a note on the properties of perfectly clean metal contacts, *J. Appl. Phys.*, **41**, 1572–1580.
- Zvezdin A.K., 1997, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, IOP Publishing, London, U.K.

## 第 5 章 磁性材料的测试

### 5.1 软磁材料的交流测试

#### 5.1.1 我们通常测试什么？

实际上，没有绝对不变的“磁性材料参数”，因为磁场特性具有很强的形状效应（归因于退磁场引起的磁化强度不均匀性和样品制备期间参数变化<sup>①</sup>）。因此，当给定一个参数时，应指示出用于测试研究的是哪种样品（爱波斯坦方圈、环形铁心、片材、带材等）。这种情况下，通常比较有利的是测试整个样品的平均参数，这样就需要考虑材料的可能不均匀性<sup>②</sup>。

仅仅需要确定材料局部参数值时，如图 5.1 所示，考虑材料的可能不均匀性是非常重要的。例如，对晶粒取向硅钢来说，晶粒与晶粒之间的性能千差万别。因此，假如使用非常小的传感器可以确定个别晶粒的局部参数。假如对平均性能比较感兴趣，那么传感器应该适当地增大以便能覆盖住有效数量的晶粒（Overshott and Blundell 1984, Moses and konadu 2001）。

我们可以想象出一种情形，样品和励磁回路相对较大（例如对一个单片测试仪来说  $50 \times 50\text{cm}$  [SST]），且测试位于样品中心足够大（例如  $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ ）的局部区域。这种情形下可忽略退磁场的均匀性，且可认为结果即是“磁性材料参数”。但是，应当考虑到大部分磁性材料是各向异性的。因此需要对不同方向的磁化<sup>③</sup>进行测试，以便获得关于材料各向异性性能的全部知识。

实际上，所有重要的磁性材料参数（功率损耗、磁导率、磁滞等）都取决于磁感应强度<sup>④</sup> $B$ 和磁场强度 $H$ 。因此，最基本的问题就是如何测量这里两个量。磁场强度测定优先选择方法有两个学派：间接测量和直接测量（Tumanski 1988, Pfützner 和 Schönhber 1991, Moses 1998, Nakata et al 2000, Stupakov et al 2010）（见图 5.2）。

在间接测量方法中，根据安培定律，磁场强度取决于一次绕组  $n_1$  的励磁电流  $I_1$ 。

$$H = \frac{I_1 n_1}{l} \quad (5.1)$$

---

① 通过退火处理可以减小样品的机械应力，从而可以显著减少这种影响。

② 出于这个原因在标准的 SST 中，样品大小为： $50\text{cm} \times 50\text{cm}$ 。

③ 对电工钢来说，通常这个方向指旋转  $0^\circ$  时的方向。

④ 更严格的标准规范推荐用测量极化  $J$  来代替测量磁感应强度  $B$ 。 $J$  和  $B$  之间的差异如下： $J = B - \mu_0 H$ 。对软磁性材料来说，磁场强度不大于  $10\text{kA/m}$ ，因此第二个分量  $\mu_0 H$  可以忽略不计，从而磁感应强度和极化有相同的值。另一种情况，对硬磁性材料来说，磁感应强度和磁场强度都应该被确定。

这种间接测量法的优点是被测信号相对较大，没有干扰且电流和磁场强度对应成比例。主要缺点是不能准确地知道磁路长度  $l$ 。只有在推荐尺寸大小的环形样品中，才可以确定磁路平均长度。但是在这种情况下，材料并没有被均匀地磁化，而且发现不同的磁感应强度（和磁场强度）值接近于内径，而不是接近于外径（Ling et al. 1990）。

在直接测量方法中，磁场强度被当成磁化体附近的切向场分量来测量（见图 5.2）。根据麦克斯韦方程，假如传感器非常接近磁化表面，可以认为被测磁场和被测样品的内部是相同的。直接测量法中可采用多种磁场传感器：被称为 H 形线圈的扁平线圈（或者 Rogowski-Chattock 电位计 [RCP]<sup>⊖</sup>）或者磁阻传感器 [MR]（有时候也用霍尔传感器）（Norman and Mende 1980, Pfützner 1980a, Nakata et al. 1982, 1985, 1987, Basak et al. 1985, Iranmanesh et al. 1992, Shirkoohi 和 Kontopoulos 1994, Kappel et al. 1997, Tumanski 和 Winek 1997, Moses 1998, Tumanski 2002b, Lo et al. 2003, Perevertov 2005, 2009, Stupakov et al. 2009, 2010）。

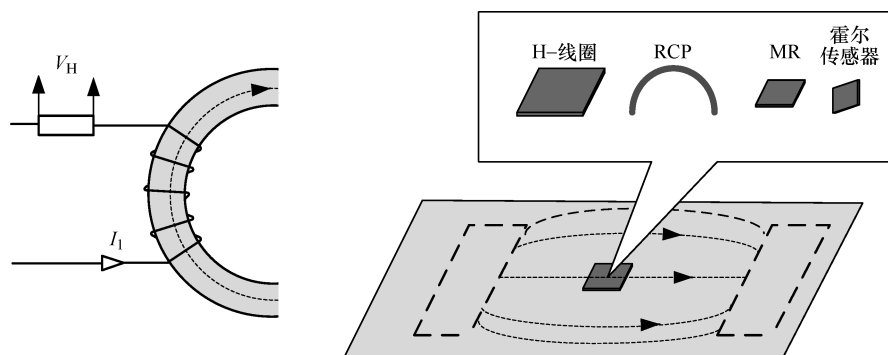


图 5.1 测试整个样品的参数及测试局部参数

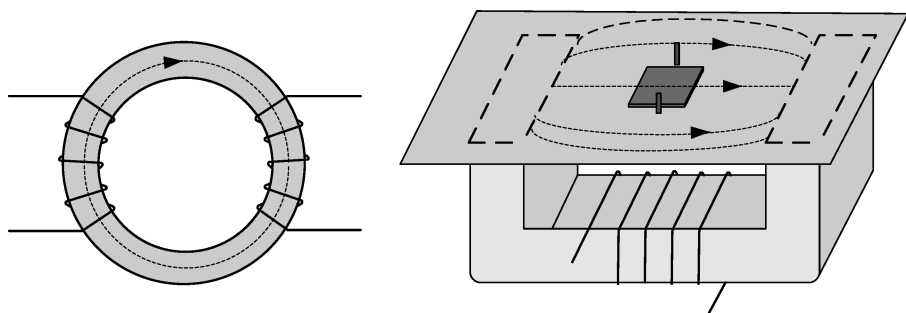


图 5.2 磁场强度  $H$  的间接测量和直接测量

过去通常使用的扁平线圈输出信号相对较小（在  $\mu\text{V}$  范围内），因为其较薄且输出

⊖ 可以认为 Rogowski 线圈是弯曲 H 形扁平线圈或认为扁平线圈 H 形扁平线圈是一个直的 Rogowski 线圈。

信号取决于线圈的横截面积，此外信号可能被外部磁场所干扰。由于输出信号取决于  $dH/dt$ ，集成放大器是必不可少的 (Scholes 1970)。这个放大器可以带来由零点漂移引起的额外不确定因素。磁阻传感器和霍尔传感器可直接用来测量磁场。图 5.3 描述了扁平线圈和磁阻传感器输出信号的例子。

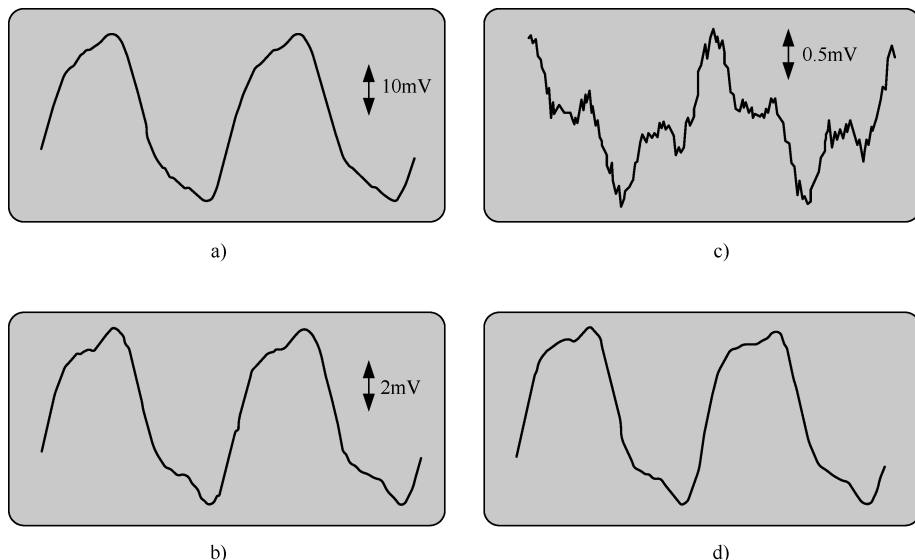


图 5.3 各种测量磁场强度方法的输出信号：

a) 磁化电流 b) 磁阻传感器 c) 扁平线圈传感器 d) 集成放大后的扁平线圈传感器信号

(来源于 Tumanski, S. and Baranowski, S., J. Electr. Eng., 55, 41, 2004)

间接测量法是对整个样品测量结果进行平均。而直接测量磁场的传感器被推荐用于磁性材料局部测试和磁性材料二维测试。有时传感器尺寸过小是非常不利的，但是可通过使用更大的线圈传感器或者磁阻传感器矩阵列来解决 (Tumanski 和 Baranowski 2006, 2007)。

根据法拉第定律，磁感应强度通常由二次绕组  $n_2$  中产生的电压  $V$  来测量 (见图 5.4)。

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{V}{n_2 A} \quad (5.2)$$

这样一来，为了确定磁感应强度  $B$  的量必须使用一个积分电路。而且，应该考虑到横截面面积  $A$  在样品各个部分是不同的；因此，就爱波斯坦方圈而言，标准推荐根据样品的权重来确定平均横截面面积。

更为复杂的是局部磁感应强度测量的问题 (参见图 5.4)。这种测量可以通过克尔效应来实现，但该方法通常用于区域 (Tejedor et al. 1993, Defoug et al. 1996, Hubert and Schäfer 1998, Moses et al. 2005) 和薄膜元件或者小颗粒的研究 (Qiu 和 Bader 2000)。为了检测磁感应强度的局部值，通常在样品上钻出一些小洞来缠绕微线圈 (见图 5.4)。这种方法较麻烦，且更重要的是对测量样品也存在损坏。这也就是针探测法最近迅速

发展的原因 (Werner 1957, Yamaguchi et al. 1998, Senda et al. 1997, 1999, 2000, Krishnan et al. 2000, Loisos et al. 2001, Pfützner et al. 2004)。

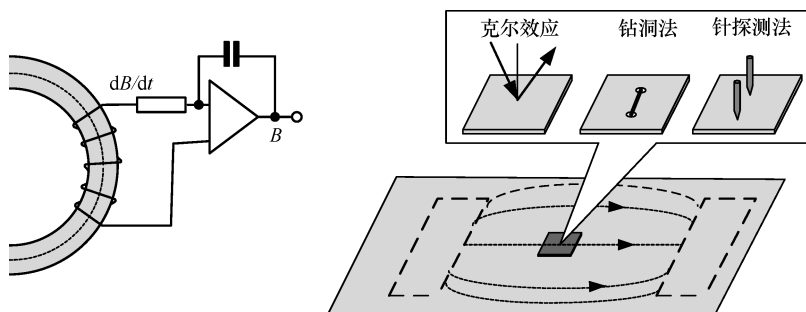


图 5.4 样品整体和局部磁感应强度平均值的测量

我们经常需要确定哪些参数？对磁性材料来说具有代表性的就是磁滞回线  $B = f(H)$ 。实际上，被称为矫顽磁场（矫顽力） $H_c$  的磁滞回线宽度，可以代表材料磁性的软硬程度。而被称为剩磁感应强度  $B_r$  的磁滞回线高度，对研究硬磁性材料同样是非常重要的。对软磁性材料来说更令人感兴趣的是饱和磁感应强度  $B_s$ 。且一般磁滞回线面积可以代表材料的磁性软硬程度和功率损耗。就交流测量而言，可以相对较容易地描绘出磁滞回线；图 5.5 就描述了一个这样的范例。示波器的水平偏转和励磁电流对应成比例，而垂直偏转和二次电压对应成比例（通过积分电路）。

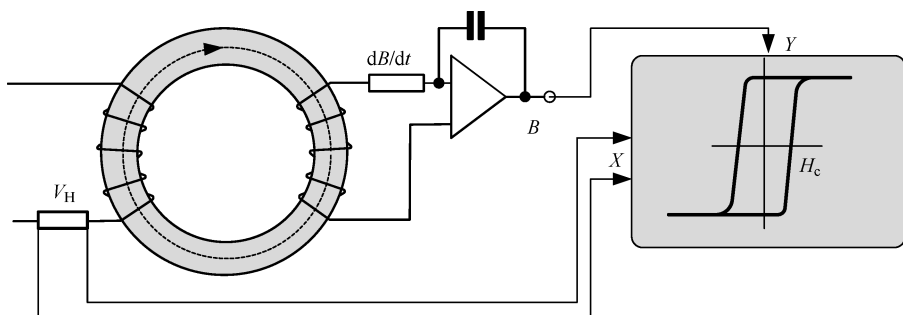


图 5.5 磁滞回线的跟踪原理

与交流测量情况类似，很容易导出第二个重要关系式——磁化曲线  $B = f(H)$  也相当简单，如图 5.6 所示。这样可以确定励磁电流和感应电压的均方根值或峰值（通过积分电路）。然后将磁滞回线顶端相连来确定磁化曲线，如图 2.12 所示。当然，为了获得初始曲线，必须对样品进行去应力和退磁<sup>①</sup>。出于特殊目的，可确定一个非磁滞磁化曲线（参见图 2.125）来代替普通磁化曲线。

① 在典型情况下，可以通过施加大交流磁场，并且缓慢地将其减小为零，来对样品进行退火和退磁处理（参见图 2.122）



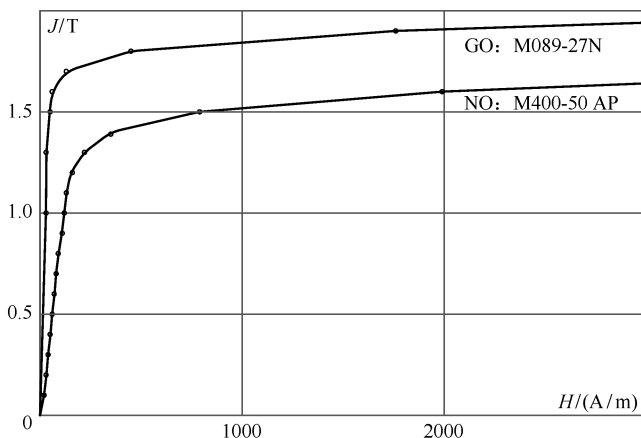


图 5.6 电工钢的典型磁化曲线

对于磁性设备（特别是大型变压器和发电机）设计者来说，能量或功率损耗是非常重要的。体积  $V$  中磁损耗取决于确定的  $H$  和  $dB/dt$  值：

$$P = \frac{V}{T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (5.3)$$

为了描述材料特性和分类，可以通过下式来确定已知密度  $\gamma$ 、质量  $m$  的样品的具体功率损耗：

$$P_w = \frac{P}{M} = \frac{V}{mT} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt = \frac{1}{\gamma T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (5.4)$$

图 5.7 给出了功率损耗测量的基本电路。在进行局部损耗测量中，除了使用磁阻传感器外也可直接使用温度传感器（Moghaddam 和 Moses 1993，Krismanic et al. 2003）。

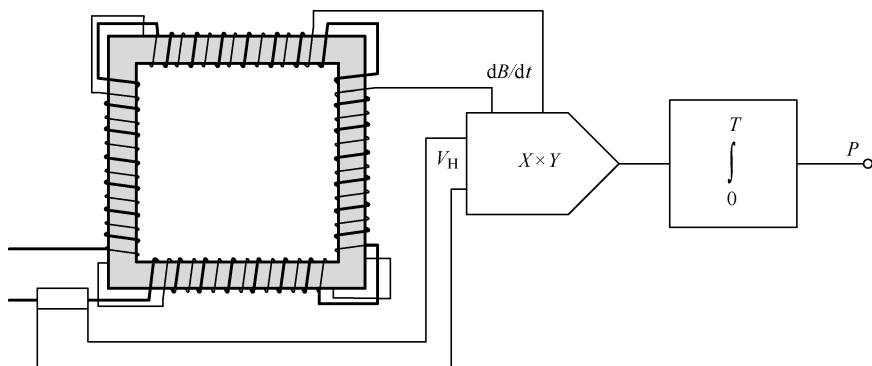


图 5.7 功率损耗测量的基本电路

同样也可以根据下式确定样品中的视在功率：

$$S = I_{1rms} U_{2rms} \frac{n_1}{n_2} \frac{1}{\gamma l A} \quad (5.5)$$



从物理学观点来看, 磁性材料最好用磁导率 $\mu$ 来描述, 因为磁导率直接体现了两个主要的磁性量: 磁场强度 $H$ 和磁感应强度 $B$  (或者极化强度 $J$ ):

$$B = \mu_0 \mu_r H \text{ 和 } J = \mu_0 H(\mu_r + 1) \quad (5.6)$$

然而, 将磁导率作为材料参数是非常困难的, 因为其依赖于非线性关系 $B = f(H)$ , 并且它的值很大程度上取决于工作点。因此, 通常只有当某种特殊值——最大值 $\mu_{\max}$ 或者初值 $\mu_{\text{in}}$ 给定时, 才能从磁化曲线中确定出磁导率。但是设备往往工作在磁导率最大值状态。在某些情况下, 例如磁屏蔽, 磁导率是设计中一个很重要的参数。

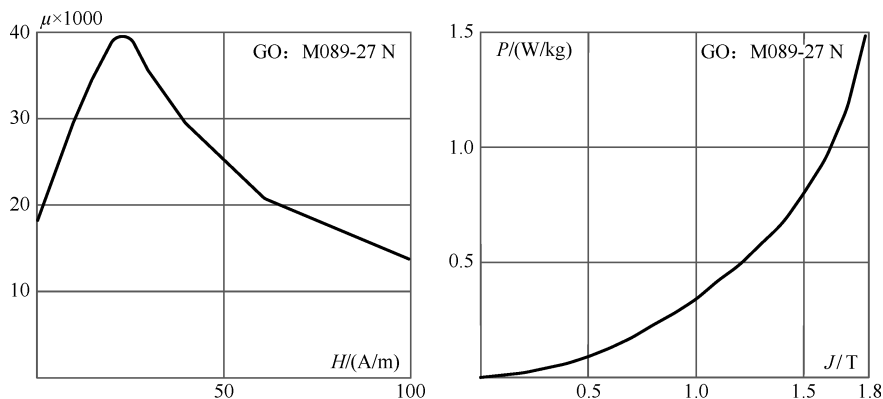


图 5.8 描述 GO 型电工钢性能的典型关系 $\mu(H)$ 和 $P(B)$

在某种典型情况下, 四种主要关系—— $J = f(H)$ , 磁滞回线;  $J = f(H)$ , 磁化曲线;  $P = f(B)$  和  $\mu = f(H)$  (参见图 5.6 和图 5.8) ——可确定出被研究磁性材料特性的全部信息, 这些特性通常在产品说明书中给出。标准普遍仅限于某些典型的参数, 例如晶粒取向型电工钢  $P_{1.5}$  或者  $P_{1.7}$  (在 1.5T 或者 1.7T 下的具体功率损失) 和  $J_{800}$  (在 800A/m 极化强度下)①。

当然, 在必要的情况下也可以进行一些特殊测试, 例如:

- 1) 各向异性和纹理的测试。
- 2) 可逆磁导率的测试 (特别是当材料工作在直流 + 交流磁化的情况下)。
- 3) 频率测试。
- 4) 高频应用时的复数磁导率。
- 5) 机械和电气 (例如电阻率) 测试。
- 6) 巴克豪森噪声测试。

在物理学和地磁学研究中, 经常需要测量的参数是磁化率 $\chi$ 和磁化强度 $M$ 。

回到“磁性材料参数”这一理论概念上, 应该强调的是许多其他因素也影响材料的性能。例如, 大部分磁性材料特性很大程度上取决于其磁场的频率 (包括谐波的存在)。因此, 对于研究磁特性的可重复实验来说, 应该仔细地考虑下列测试条件:

① 在非取向电工钢中, 经常使用下列参数:  $J_{2500}$ 、 $J_{5000}$  和  $J_{10000}$ 。

- 1) 几何形状 (样品的形状)。
- 2) 工作点 (例如极化强度), 因为所有的参数例如功率损耗、视在功率、磁导率、抗磁性、顽磁性都取决于极化强度。
- 3) 磁化的方向 (就电工钢而言通常是轧制方向)。
- 4) 谐波的存在 (通常极化波形被假设成一条正弦曲线)。

### 5.1.2 软磁材料的标准测试

正如前节提到的那样, 材料磁性测试结果很大程度上取决于测量条件: 样品的形状、极化波形和磁化方向等。为了比较各种材料的测试结果, 尽可能引入一些标准详细的来描述测量条件。目前已经逐渐建立了这些标准, 特别是在当前市场的主导电工钢测量方面。

对于电工钢来说, 爱波斯坦方圈 (参见 2.13.3 节详细介绍) 受到的批评最多, 但同时又是在电工钢样品 (和测量方法) 测试中被频繁地使用。原因就是其有良好的可重复性。同样国际标准 (例如 IEC 60404-2) 详细的描述 (样品准备的方法、装置的设计、测量方法), 所有的研究者使用相同设备, 因此不同实验室对相同样品进行测试的结果之间差异小于 1% (在磁性材料测试中有非常好的不确定度)。

爱波斯坦方圈被批评是因为它任意地假定磁路长度等于 0.94m, 如图 5.9 所示。各种测试表明, 这种假设仅适用于特殊情况 (Ahlers et al. 1982, Sievert 1984, Sievert et al. 1990, Wiglasz 1992, Moses et al. 1983, Marketos et al. 2007)。当磁感应强度较高时, 对于特定样品来说 (例如 HiB 阶段, 样品垂直地轧制方向), 差距是非常显著的。但是因为所有研究者都犯同样的错误, 测量结果也是非常一致的。

有人尝试着从数字上分析爱波斯坦方圈的准确性 (Cundeva 和 Arsov 2000, Antonelli et al. 2005) 并且有人提议对该设备进行改进 (Mthombeni et al. 2007)。不过由于在拐角处的影响太复杂, 不能获得令人满意的准

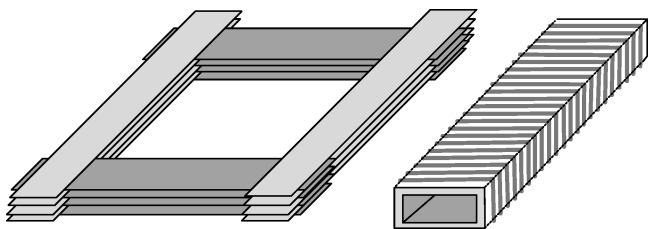


图 5.9 爱波斯坦方圈和四个线圈中的一个线圈

确性。但即该方法使结果并非正确的 (从物理角度来看), 它的一些缺点 (和一些优点) 也仍可以被接受。通常将这种方法用于最大频率为 400Hz 的典型电工钢样品中 (根据标准的推荐)。而对于其他材料或者在其他特殊情况下的测试 (例如样品以一定角度切割沿轧制方向), 可以使用一些其他可靠的方法 (例如单片测试仪)。

爱波斯坦方法一个重要缺点是离线测试方法。尽管方圈本身从制备到完成并不特别困难, 但是样品制备过程确实非常浪费时间 (带材的切割, 热处理等)。而且, 这种方法实际上没有太大意义, 因为对尺寸为 3cm × 28cm 的带材进一步应用是有限制的。这也就是为什么会有推荐的备用方法, 其中一个方法就是 IEC60404-3 标准所描述的单片测试仪 SST。

SST (详细内容参见 2.13.4 节) 的优点非常明显, 但同时也有缺点: 由于爱波斯

坦方圈样品质量应大于 240g (为了获得不均匀材料的平均结果), 带材的可比较区域应该为 50cm × 50cm。因此, 整个轭铁系统 (仅仅适用于闭合磁路) 是非常重的 (并且消耗材料也是非常大的)。有时候也需要准备包括液压控制杆的一些专用机械。

然而, 尽管标准强制令磁路的长度等于 45cm, 磁化过程的物理原理也并不像爱波斯坦方圈的那么复杂。因此, 正确制备的 SST 装置是一个可靠的测试装置。整个装置没有像爱波斯坦方圈那样, 被标准详细准确地描述; 因此, 不同实验室进行实验结果之间的相互比较并不是很完美, 但已经足够了 (Sievert et al. 1990b, 2000, Sievert 2005)。SST 装置的优点是样品在一个相当大的范围内可以被简单迅速地准备好, 从而使样品能够被进一步利用。但实际上样品较大范围也限制该方法不能用于电工钢。

依照标准的磁性材料测试实际上仅在专业实验室条件下才能够进行。样品的制备和测试装置设计都需要很强的专业能力。电子电路也需要合适的精度, 图 5.10 给出了基本测试电路的一个范例。

功率放大器输出阻抗应该尽可能小, 且能够在较大峰值振幅下对信号进行放大。标准需要定义完善的磁感应强度波形 (极少是磁场强度)。标准有代表性地规定二次侧电压是正弦波形, 且二次侧正弦电压的波形因数为  $FF = 1.1107\% \pm 1\%$  <sup>⊙</sup>。通常为了确保这一条件, 要用到反复数字迭代技术 (参见 2.12.4 节)。假如要求测试极化为 1.8T 的电工钢, 就需要完整地设计出数值算法和功率放大器, 且供电电源是整个装置最昂贵的部分。

通常互感  $M$  产生在一次电路中, 这一部分是用于气隙磁通的补偿。互感的一次绕组与测试变压器的一次侧绕组是串联的, 而二次绕组与测试装置的二次绕组是反接串联的。对互感的调整就是为了实现: 当在不加样品的情况下对一次绕组通入额定电流时, 输出电压得到补偿, 并且二次侧电压应该小于额定输出电压的 1%。互感是可以任意选择的, 气隙磁通也可以从数值上得到补偿。

电阻  $R_H$  选择也很重要。应该尽可能的小, 因为任何附加阻抗都会增加测试变压器的非线性。而且也要考虑初始电流动态变化是非常大的。在对于极化 0.1T 的典型 GO 钢特性进行测量时, 励磁电流应该为 6mA 左右。而对一个极化为 1.7T 的 NO 钢来说, 需要用 6A 左右的励磁电流。因此, 在测试时改变电阻  $R_H$  大小是必要的。特别是当测量中需要较小励磁电流时更要改变  $R_H$  的大小 (例如初始磁导率的检测)。

如图 5.10 所示, 当极化确定在 1 ~ 1.7T 之间时, 对于 GO 钢, 爱波斯坦装置典型输出电压在 7 ~ 11V 之间; 而对于 NO 钢, 输出电压在 13 ~ 22V 之间。因为典型的数据采集板 DAQ 额定输入电压为 5V, 这就需要用到一个分压器。在 DAQ 前面可以直接地加入一个模拟积分放大器。因为积分可选择可以在数字电路集成实现, 有时积分在模拟电路部分实现比较容易。

数据采集板 DAQ 应该有良好的质量。因为输入电流有畸变, 正确测量中应考虑 50 次及 50 次以上谐波 (Sievert et al. 1990)。现在不再推荐使用多信道采集所使用的多路

⊙ 波形因子: 有效值和平均 (整流) 值之比。

转换器, 因为信道转换之间的延迟可能引起相位的偏差, 更好的选择是使用两路模拟到数字 AD 转换器。幸运的是, 同步采样率为 100kHz 的典型 16 位 DAQ 装置完全满足这些要求。图 5.11 给出了测量功率和能量的集成电路, 有两路 AD 转换器, 相位校正和乘法器。令人感兴趣的是该装置的一个在信道中包括与  $dB/dt$  输出对应的积分电路。

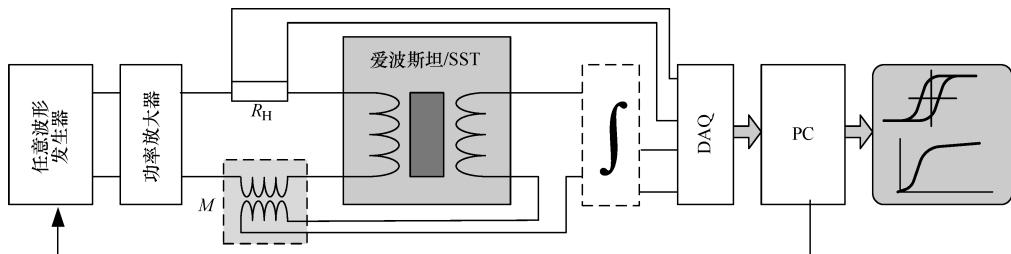


图 5.10 爱波斯坦/SST 装置的基本电路

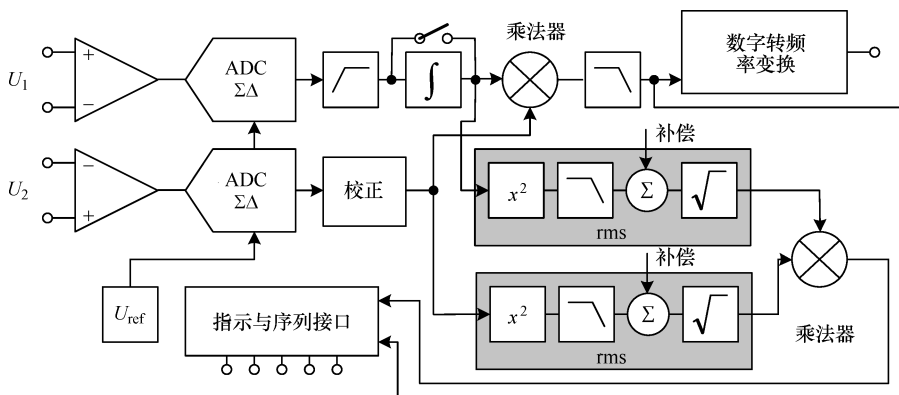


图 5.11 集成功率率和能量转换器：模拟器件的 AD7763 型

### 5.1.3 单片和单条测试仪

标准描述了为测试电工钢而发展起来的一个 50cm × 50cm 单片装置。这个装置不能应用于许多现代材料的测试, 比如, 形状狭长的非晶材料或纳米晶材料。不过幸运的是, 各种装置的设计规范标准预留了很大自由, 因此提出了许多能解决问题的传感器 (扁平线圈, Rogowski-Chattock 电位计, 霍尔传感器) 和这些设备的几何形状。

可分别采用各种片状和条形测试仪, 当样品长度和宽度 (片状材料面积) 类似时, 采用片材测试仪; 当是条形时自然应选择爱波斯坦条形测试仪 (宽度 3cm)。条形测试仪主要优点是磁化样品需要的能量很少, 且其尺寸即使在非专业实验室 (包括对材料品质评估感兴趣的用户) 也是可以接受的。它的一个小缺点是样品不是代表性的非均匀材料, 但这个问题能够通过测试足够数量的样品予以解决 (参见图 2.183) (Tumanski 和 Baranowski 2007)。当然, 有时候也可能用片状测试仪测试多种条形样品。

选择测试装置应考虑形状和尺寸 (Enokizono 和 Sievert 1990, Nakata et al. 1990a, b, Sievert et al. 1990, Hribernik et al. 1998, Tumanski 和 Baranowski 2004)。除了垂直排列

外,也可考虑使用水平排列 (Nakata et al. 1994)。通常推荐使用对称双 C 型轭铁 (轭铁仅用于闭合磁路) 结构,磁化线圈直接安装在样品上。图 5.12 描述了标准中推荐使用的设计。Mikulec et al. (1984) 提出和 Nakata et al. (1990a, b) 证实,在不对称的单 C 型轭铁系统中,由附加涡流引起的偏差是很严重的。而在双对称型系统中,顺时针涡流和逆时针涡流相互补偿。

在线圈缠绕样品上的对称双 C 型轭铁系统中,令人遗憾的是不能进入样品内测试其表面磁场。因此,本书作者设计的轭铁系统具有两种可能:用于 SST 的 2C 系统和用于表面测试的线圈缠绕在轭铁上 1C 系统 (包括局部测量,如图 5.13 所示)。因为样品的长度是非常可观的 (在爱波斯坦方圈中是 28cm,轭铁高度是 10cm),位于条形中心部分磁极附近的涡流影响可以忽略不计。

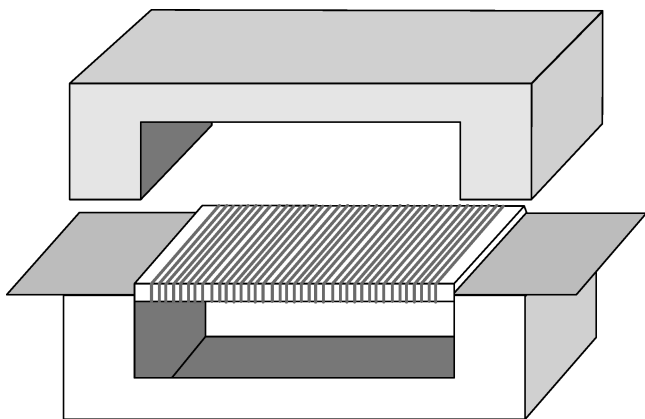


图 5.12 单片测试仪



图 5.13 附加线圈缠绕在轭铁上用于表面测试的双 C 型轭铁 SST 装置的设计和照片 (非对称结构)

图 5.14 给出了使用 H 形扁平线圈 SST 装置时,因计算因素影响其准确性的结果 (Nakata et al. 1990b)。从计算结果中可以看出,磁场强度测量的准确性随着轭铁长度  $L$  增加而得到改善。虽然轭铁的高度  $H$  和宽度  $W$  尺寸不应该太小,但其对准准确性影响确实较小。

相似地,对大型 SST 装置而言,测量磁场强度方法也存在着两个学派 (Nakata et al. 1982, 1987, 1990a, b, 2000, Enokizono 和 Sievert 1990)。但是目前,(使用 H 形扁平线圈)直接方法的拥护者拥有更好依据。对小型装置而言,用 H 形扁平线圈覆盖整个装置是很容易的。不过另一方面,在小型装置中,气隙和轭铁磁导率影响可能引起电流法的误差。图 5.15 给出了 1C 和 2C 系统中条形样品上部和下部磁场计算 (通过实验证明) 结果。这样一来,可以使用两个或者更多传感器与样品表面保持一定距离,

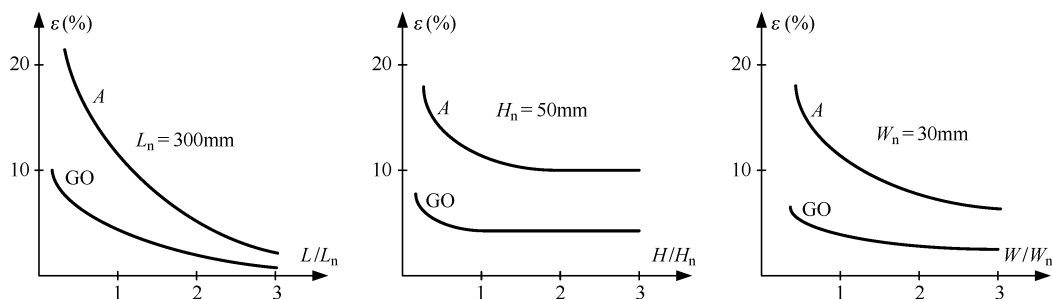


图 5.14 对于不同材料 (A, 非结晶型; GO, 晶粒取向钢) 和不同尺寸 (长度  $L$ , 高度  $H$  和宽度  $W$ ) 的轭铁, 使用一个 H 形扁平线圈确定其磁场强度的误差  
(来源于: Nakata, T. et al., Ann. Fis., B86, 190, 1990a)

从而可以简单地推断出其表面的测量结果 (Nakata et al. 1987, Tumanski 2002a, Perevertsev 2005)。

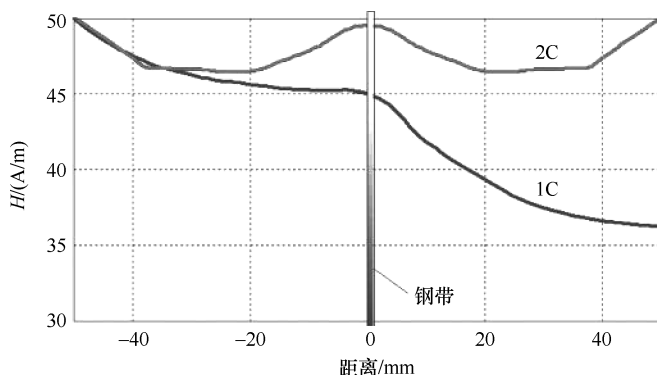


图 5.15 在 1C 和 2C 轭铁系统中位于支板上部和下部的正切磁场强度  
(来源于: Tumanski, S., J. Magn. Magn. Mater., 242-245, 1153, 2002a.)

从图 5.14 可以看出对传统的 GO 型电工钢来说, 使用 H 形平面线圈平均值测量磁场强度可获得令人满意的准确性。但假如对高磁导率非晶样品 A 进行测试, 那么杂散磁场非常小, 且使用 H 形平面线圈测量准确性也会趋于恶化, 这个结论已被其他作者证明 (Nafalski et al. 1989)。因此, 最近出现了单片测试仪 (特别是针对高磁导率材料) 的另一种设计, 被称为补偿 CRP SST (Mikulec et al. 1984, Moses 1998b, Havlicek 和 Mikulec 1989, Nafalski et al. 1989, 1990, Shirkoohi 和 Kontopoulos 1994)。

图 5.16 描述了设计补偿 SST 设备工作原理。磁化线圈被分成三部分:  $n_{m0}$ ,  $n_{mla}$  和  $n_{mlb}$ 。在中心线圈和外围线圈之间嵌入一个用于测量点 A 和点 B 之间磁场的 RCP。

没有补偿电路的外部, 根据励磁电流  $I_m$  可测量出磁场强度  $H_{mCD}$  (点 C 和点 D 之间),  $H_{mCD}$  由下述关系式来确定:

$$H_{mCD} l_{CD} + 2H_a l_a + H_j l_j = I_m (n_{m0} + n_{mla} + n_{mlb}) = I_m n_m \quad (5.7)$$

因此, 被测量磁场强度  $H_{mCD}$  很大程度上受未知的气隙磁场  $H_a$  和轭铁内部磁场  $H_j$  的



影响。

在补偿电路内部，RCP 信号作为反馈电流  $I_c$  与补偿线圈  $n_{c1}$  和  $n_{c2}$  相连接。反馈条件是点 A 和点 B 之间的磁场等于零  $H_{mAB} = 0$ ，这就意味着补偿了气隙和轭铁内的磁场。因此，可以获得下列关系式：

$$H_{mAB} l_{AB} = I_m n_m \quad (5.8)$$

实际上就可准确地获得点 A 和点 B 之间的磁场。当然，磁路的长度  $l_{AB}$  必须是已知的或易精确测量的。

Tumanski 和 Baranowski (2004, 2007) 提出使用薄膜磁阻传感器代替 H 形线圈设计单片测试仪。这种替代的优点是灵敏性较高，对典型的 KMZ10B 传感器来说，输出信号相对较大—— $50\mu V$  (A/m)。而且传感器的输出信号和磁场对应成比例。并不需要使用积分电路改进误差。这种方法缺点是各向异性

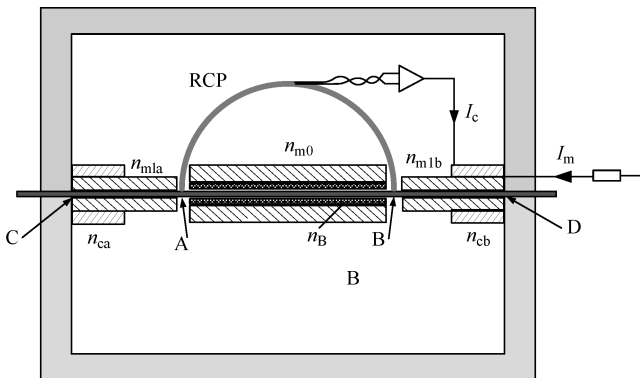


图 5.16 补偿 RCP 单片测试仪

性磁阻 (AMR) 传感器相对较小——典型有效面积大约  $1\text{mm}^2$ 。对于不均匀性严重的晶粒取向钢来说，这样小的区域是不能被接受的。因此，建议使用由 16 个传感器串联起来分布成阵列式 (见图 5.17) 的传感器组。在这一设计中，获得了大概为  $0.8\text{mV}/(\text{A/m})$  的传感器输出信号，图 5.17 给出了输出信号的波形。通过运用传感器组，就可以测量出这 16 个特殊局部点的磁特性，这种特性在以后章节中将有所描述。

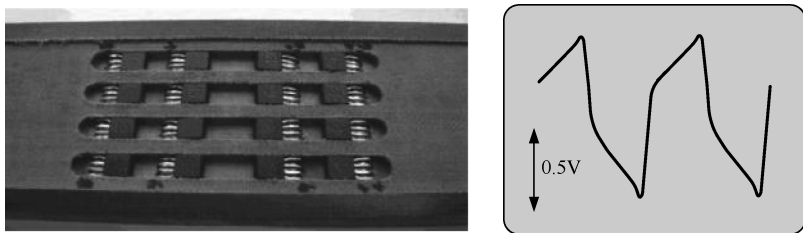


图 5.17 用于 SST 装置的 AMR 传感器阵列和对极化为 1.5T 时传感器串联后输出信号

#### 5.1.4 在线测试设备

SST 型设备的应用使电工钢在线测试成为可能。考虑以下两种情况：制造过程中在线控制测试，不再需要分割成  $50 \times 50\text{cm}$  样品的大型片状材料测试。第一种情况是非常难实现的，因为生产设备工艺要求传感器与片材之间保持一定的距离，这就会导致气隙增大和均匀磁化磁场增大。

为了避免气隙引起的变化,特别推荐使用 RCP 补偿设备,因为系统中气隙和轭磁场都可得以补偿,大部分在线系统都使用这种测量原理 (Havlicek 和 Mikulec 1989, Iranmanesh et al. 1992, Khanlouetal et al. 1992, 1995, Zemanek et al. 2006, Zemanek 2009)。为了减少杂散场的影响,必须借助互感系数 (参见图 5.11) 使气隙中磁通得到补偿 (样品外部磁通)。简单而又直接有效地改善均匀磁化磁场的方法,将一个 2 ~ 3mm 厚铜板嵌入到片材和磁化线圈之间。由于交流磁通会在铜板上产生涡流,这种被称为 Dannatt (Dannatt 1933) 板的铜板将限制交流磁通分量垂直于片材平面。在线测试系统通常被当作准确性稍差于定量实验室系统的质量检测系统来使用。有时为了精简设备,可以用单边轭铁替代对称轭铁。

图 5.18 描述了 Beckley (1983) 提出的测试设备。对于纵向磁化而言 (与轧制方向和移动方向相同),方法相对简单;片材被围绕磁化而且二次传感线圈由轭铁支撑,这就改善了磁场的分布,如图 5.18a 所示。H 形平面线圈一般情况下作为磁场强度传感器。

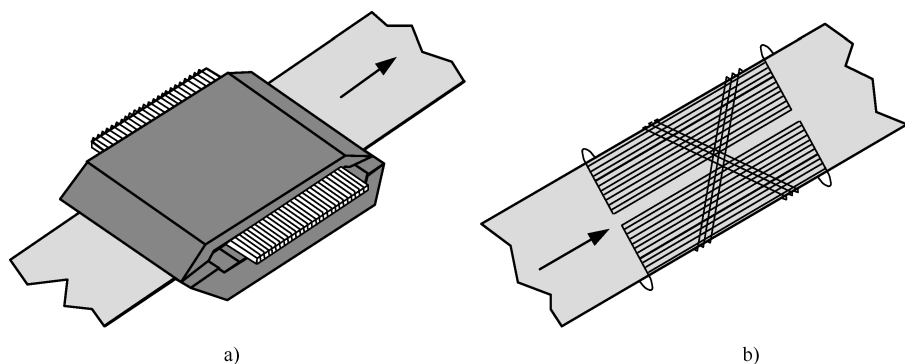


图 5.18 在线测试 SST 装置

a) 样品纵向磁化 b) 样品横向磁化 (横向磁化轭铁系统没有显示出)

(来源于: Beckley, 1983.)

较为困难的是垂直于轧制方向磁化样品的测试;图 5.18b 描述了针对这种情况的解决方案。二次侧线圈倾斜  $\pm 45^\circ$ , 这样两个极化分量均可以被测量 (或通过合适的连接线圈忽略掉不想要的部分)。

在一个在线系统中,被测试样品需要较容易地嵌入和移除。因此,线圈系统不应该缠绕住样品。图 5.19 给出了 Beckley 提出的无缠绕磁化系统原理。假如有一个载流的矩形回路,通过使回路两个对侧间有一定距离来制造出无缠绕系统 (与此同时返回导线也应该远离测量区域)。图 5.19 也描述了一个由轭铁支撑起的线圈系统。

图 5.20 描述了一个用于测量极化强度的相似系统。在该系统中,回路另外一半放在远离测量区域的位置。

图 5.21 描述了在加地夫大学 Wolfson 中心,为磁性测试技术而开发的功率损耗计在线算机测试系统。测量结果与爱波斯坦方圈数据相比误差减小了 2.5% 并且具有 99.5% 的重复性。



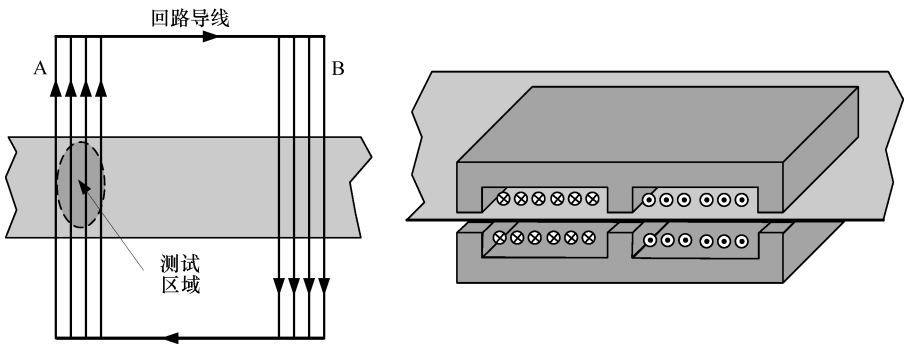


图 5.19 无缠绕磁化系统（来源于 Beckley, 1983）

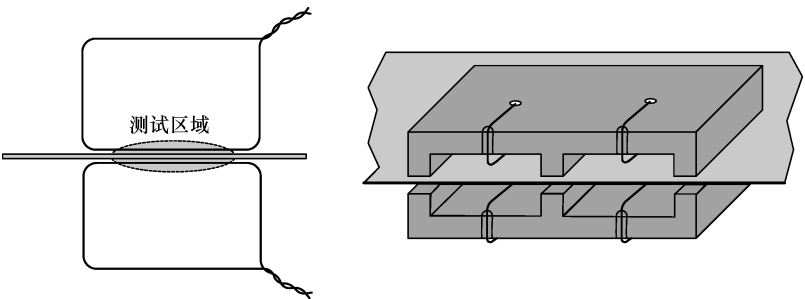


图 5.20 无缠绕传感线圈系统（来源于 Beckley, 1983）

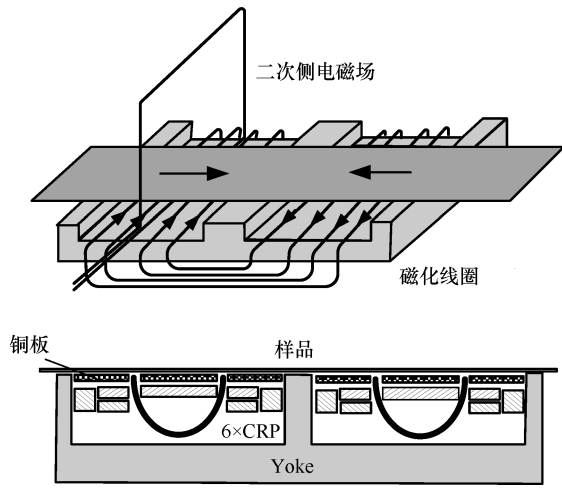


图 5.21 基于 RCP 补偿技术用于钢铁工业的  
在线功率损耗测试系统的例子  
(来源于: Khanlou et al. 1992, 1995. )

### 5.1.5 磁性材料的中频和高频测试

尽管磁性材料中频和高频测试的原理和规则与本章前面描述的（磁滞回线，磁化曲线，损耗等）基本一致，但与工频（50Hz 或者 60Hz）相比仍有很大的不同。Fiorillo 的书中全面地描述了这些不同（2004）。

国际标准 IEC60404-10 测试方法中增加了改进的爱波斯坦方圈法。而且已经证明单片测试仪能够适用于 100kHz 非晶带材的正确测量（Ahlers et al. 1992）。但是在中频和低频测试中，环状磁路样品（环形铁心）仍处于支配地位。通常，与实践应用类似的形式下来测量磁性材料是合理的。大部分中频或者高频设备，例如电感器、扼流圈和变压器都使用环形铁心。此外，纳米晶材料随时可用于制备铁心（主要是环状磁心）。

环形铁心样品具有很多优点：是易磁化的完美形状，非常可靠的确定磁通道长度（在满足合适的几何比例条件下），磁化样品所需的功率较小。不过它有一个很大缺点就是线圈的制备非常麻烦。但是目前，已发明了能够正确缠绕环状铁心线圈的自动化机器。图 5.22 描述了一种环形样品易于绕线的多针装置。

相似地，对电工钢来说，常常推荐磁感应强度采用正弦波形。与将来工作条件相似条件下测试样品是非常明智的。因此，经常推荐采用由操作员来控制的任意波形发生器。对环形铁心来说，保证磁化波形相对较容易，尽管对矩形磁滞回线来说保证励磁波形仍是一个挑战。

数字化的磁感应强度或磁场强度为各种任意波形磁化条件提供了可能性。

图 5.23 给出了磁化信号适当组合可获得主要和次要磁滞回线图形。

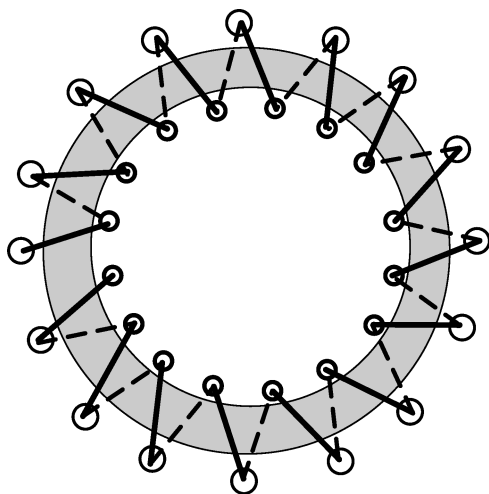


图 5.22 带探针和缠绕线圈的环形样品测试装置（来源于 Backley, 2002）

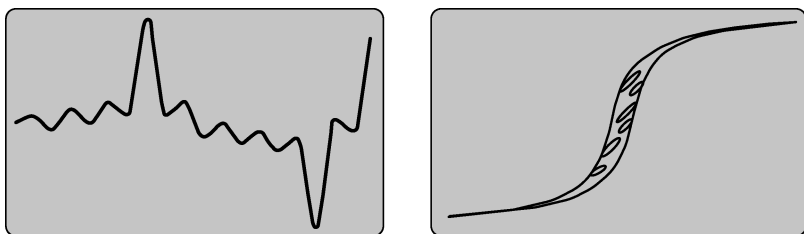


图 5.23 通过磁化信号适当的组合获得主要和次要磁滞回线波形

（出自：Disselnkoter, R., *J. Appl. Phys.*, 79, 5208, 1996.）

图 5.24 描述了在中频和低频下对软磁材料测试的典型电路。使用两个线圈（两个线圈均匀地缠绕整个回路）确保磁化均匀和降低杂散电感和电容。Fiorillo（2004）推荐将

相同匝数的两个线圈双线绕制成单层形式。通过这种绕制方法使相邻导线具有相同电势，并且同时限制了高频泄漏电流。当然，电阻  $R_H$  应该具有平稳的频率特性。连接电缆应该较短且带屏蔽（例如同轴外部屏蔽），输出信号连接到由适当软件支持的数据采集板 DAQ（Birkfeld 和 Hempel 1994）。有时候，可以把数字存储示波器当成输出电路来使用（Thottuvelil et al. 1990，Schmidt 和 Guldner 1996）。现代数字示波器可执行信号处理功能，例如，累积二次侧电压，DAQ 或者示波器都可以与电脑相连，以便控制测量过程。

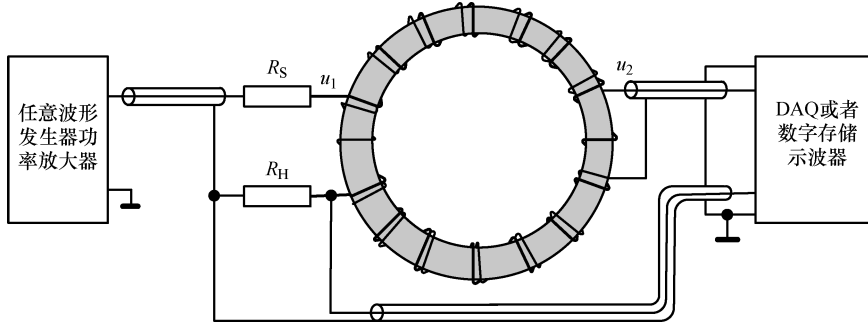


图 5.24 中频和高温情况下用于软磁材料测试的典型电路  
（参照磁性材料的测量与特性，Fiorillo, F., Copyright (2004), from Elsevier）

图 5.25 描述了测量装置的一个等效电路。与低频测试相比，应该考虑到绕组间电容  $C_{12}$ ，自电容  $C_1$  和  $C_2$ ，泄露电感  $L_{\omega 1}$  和  $L_{\omega 2}$ ，发电机电容  $C_G$ 、负荷电容  $C_0$  和电阻  $R_0$ 。可以在绕组间嵌入静电屏蔽来降低绕组间的电容（例如，铜箔）。即使忽略泄露电感  $L_w$  和线圈阻抗  $R_w$ ，功率  $P_{\text{meas}}$  和视在功率  $S_{\text{meas}}$  的测量结果也会偏离真实值  $P$  和  $S$

$$P_{\text{meas}} = -\frac{1}{m} \frac{n_1}{n_2} \tilde{i}_m \tilde{u}_2 \cos \varphi - \frac{1}{m} \frac{\tilde{u}_2^2}{R_0} = P - \Delta P \quad (5.9)$$

$$S_{\text{meas}} = -\frac{1}{m} \frac{n_1}{n_2} \tilde{i}_m \tilde{u}_2 - \frac{1}{m} \frac{\tilde{u}_2^2}{R_0} \cos \varphi - \frac{1}{m} \left[ \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 C_1 + C_2 + C_0 \right] \omega \tilde{u}_2^2 \sin \varphi = S - \Delta S \quad (5.10)$$

功率损耗不受自电容的影响，但是却受负荷中耗散功率的影响。视在功率会受到自电容影响。

假如不能忽略泄露电感  $L_w$ 、线圈电阻  $R_w$  和绕组间阻抗  $Z_{12} = R_{12} + jX_{12}$ ，用表达式来描述功率损耗是相当复杂的（Fiorillo 2004）：

$$P_{\text{meas}} \cong P(1 - w^2 C_1 L_{w1}) + \frac{1}{m} \frac{\tilde{u}_2^2}{R_0} + w C_1 R_{w1} \frac{1}{m} \tilde{i}_m \tilde{u}_m \sin \varphi + \frac{1}{m} [R_{12}(1 - w^2 C_1 L_{w1}) - X_{12} w (R_H + R_{w1}) C_1] \tilde{i}_m^2 \quad (5.11)$$

因此分析中频和高温下磁性材料性能，应当考虑测量样品的复杂等效电路。在前述测试在 100kHz 左右情况下，也应该考虑自电容。

同时也应该考虑其他高频影响，例如，集肤效应和由涡流引起的温度升高。集肤效应可以通过使用特殊的导线来限制，例如多导体绞合线。标准同样推荐使用小温差



抗的两分量组成。同时,也推荐使用一些其他的技术,例如,在亚德诺设备公司的阻抗-数字转换器 AD5933 中,阻抗的实部和虚部可通过离散傅里叶变换 (DFT) 来计算。

如果忽略绕组的电阻,功率损耗可以由下述表达式来确定

$$P = \frac{1}{m} \frac{\tilde{u}_2^2}{R} \quad (5.17)$$

更为复杂的是在无线电频率 (包括 GHz 等级) 范围测试磁性材料,因为要考虑到波过程中的相关效应。

高频情况下,测量装置 (包括电缆) 应该被当成传输线,而传输线上信号则是通过连接电缆和测试装置的波过程。这样一来,线路就是一系列由特性阻抗  $Z_0 = \sqrt{L/C}$  和传输常数  $\beta = \omega \sqrt{LC}$  所描述的分布参数 ( $L$  和  $C$  是单位长度的电感和电容)。假如负荷阻抗和特性阻抗不同,波就可以从线路终端反射出来。

图 5.28 描述了高频情况下测试环形样品的装置 (Cagan 和 Guyot 1984, Fiorillo 2004)。样品放置在磁场为最大值的短路同轴线上。样品的高度  $h$  应该小于电磁场的四分之一波长。样品的磁导率可用

两种测量方法来确定——样品内部和样品外部。带有外径为  $R$  内径为  $r$  和高度为  $h$  的环状铁心装置,差分电感  $\Delta L$  取决于磁导率。因此,磁导率可以由下述公式来确定

$$\mu' = \mu_0 + \Delta L \frac{h}{2\pi} \ln \frac{R}{r} \quad (5.18)$$

磁导率的虚部可以通过测量阻抗  $Z_x$  来确定

$$Z_x = j\omega \frac{\mu_0}{2\pi} h (\mu' - j\mu'') \ln \frac{R}{r} \quad (5.19)$$

假如使用阻抗分析仪,应该考虑到长度为  $l$  的同轴传输线阻抗、特性阻抗  $Z_0$  和传播常数  $\beta$ , 因为要测量完整阻抗 (Fiorillo 2004):

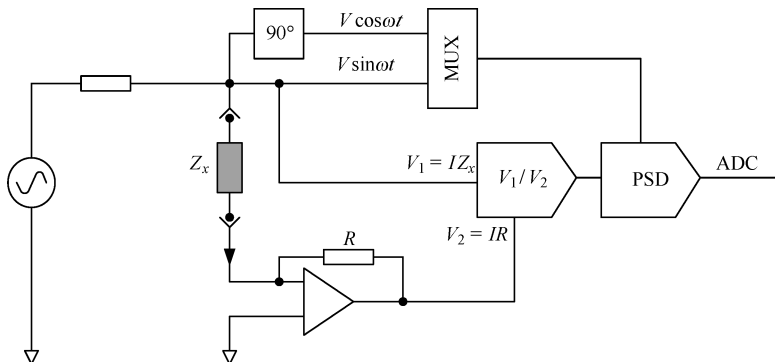


图 5.27 阻抗分析仪的基本电路

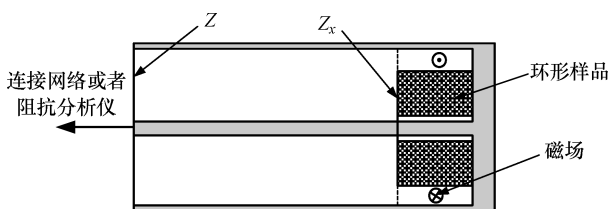


图 5.28 用于高频环形样品测试的装置

$$Z = Z_0 \frac{Z_x + jZ_0 \tan \beta(l-h)}{jZ_x \tan \beta(l-h) + Z_0} \quad (5.20)$$

使用网络分析仪可以模拟线路阻抗并且直接确定阻抗  $Z_x$ 。

### 5.1.6 磁性材料参数的局部测量

提到“局部”测量，可以理解为对磁性材料一个相对小的区域进行测量。这个区域可以小到几  $\mu\text{m}^2$ ，也可以是几  $\text{cm}^2$ 。下列情况可进行局部测量：

- 1) 材料均匀并且仅仅只需测量选定的一部分。
- 2) 被测试整个样品非均匀磁化，以至于只有在有限区域内被完全均匀磁化（Abdallh et al. 2009, Abdallh 和 Dupre 2010a）。
- 3) 想通过对材料参数分布图来测试材料的均匀性。
- 4) 不可能测试整个样品，但可对磁性材料的大部分进行二维测试。

在局部磁性测试中要用到各种各样的传感器。对磁场强度局部值的测量来说，用 H 形扁平线圈传感器、磁阻传感器、磁通门传感器和霍尔传感器。对于磁感应强度来说，用针式传感器或者微孔缠绕线圈传感器。而对于局部的功率损耗，可用到温度传感器。知道了磁感应强度和磁场强度的局部值，就可能确定局部磁导率、矫顽力或损耗值。

扁平线圈，也称 H 形扁平线圈（H-coil），是测试磁场强度  $H$  局部值最常用的传感器。最理想情况是将一层线圈放在离测试表面尽可能近的地方。因此，传感器的厚度  $t$  应该很小。但是厚度越小，传感器灵敏度越低。由直径为  $d$  和宽度为  $w$  的  $n$  圈导线组成的传感器，输出信号可使用下式来计算（Tumanski 2002a）

$$V = 8\pi^2 10^{-7} fn(t+d)(w+d)H \quad (5.21)$$

使用 0.1mm 导线绕制尺寸为  $25 \times 25\text{mm}$ 、线圈架厚度为 0.5mm 的 H 形扁平线圈（大约 150 圈），其灵敏度仅仅为  $0.8\mu\text{V}/(\text{A/m})$ 。对在磁感应强度为 1T 下的典型晶粒取向钢，这相当于大约为  $20\mu\text{V}$  的输出信号（参见图 5.3）。如果使用细一点导线就可以在同样区域内缠绕更多圈，从而来增加灵敏度。同样尺寸的传感器用 0.05mm 线圈来缠绕会表现出  $3\mu\text{V}/(\text{A/m})$  的灵敏度。表 5.1 描述了典型 H 形扁平线圈传感器的参数。

表 5.1 典型 H 形扁平线圈传感器参数

| 厚度/mm    | 尺寸/mm   | 直径/mm | 匝数   | 灵敏度/ ( $\mu\text{V}/[\text{A/M}]$ ) |
|----------|---------|-------|------|-------------------------------------|
| 0.5      | 20 × 20 | 0.1   | 150  | 0.84                                |
| 0.5      | 25 × 25 | 0.05  | 400  | 2.8                                 |
| 0.5 (多层) | 25 × 25 | 0.05  | 2000 | 22                                  |

图 5.29 描述了上述磁化样品中通过实验测定的磁场强度，测量传感器输出信号与材料表面距离之间关系是接近线性的，非线性部分  $0.01x^2$  是小于 0.2% 的。因此，没有必要使用极其薄的传感器，可以使用多层传感器。较厚的多层传感器灵敏度为  $22\mu\text{V}/(\text{A/m})$ 。

此外，可以使用两个或者更多的传感器来测量磁场强度。并假定这些传感器之间

的距离已知,就可推断出被测样品表面的结果。这种方法是由 Nakata 等在 1987 年提出的。在其他的一些研究中 (Abdallh et al. 2009), 使用两个 H 形扁平线圈组成的双线圈传感器, H-coil 尺寸为  $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ , 厚度为  $1.5\text{mm}$ , 且是由直径  $0.1$  的导线绕制  $500$  圈 (5 层) 构成的。传感器距离测试样品表面分别为  $1.5\text{mm}$  和  $4.6\text{mm}$ , 且获得的最大灵敏度为  $3\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$ 。

或者也可以使用 Rogowski-Chattock 线圈, 如图 5.30 所示来测量

磁场强度局部值 (Abdallh 和 Dupre 2010b)。事实上它就是一个弯曲的 H 形扁平线圈, 这样一来, 也可以将多匝线圈用于较小的测试区域。在面积为  $A$  的每一匝 Rogowski 线圈中, 感应电压为  $V_i = A dB_i/dt$ , 这样在整个  $n$  匝线圈中感应电压为:

$$V = \sum_{i=1}^n A \frac{dB_i}{dt} = A \mu_0 \frac{dH_i}{dt} \quad (5.22)$$

假如让  $\Delta l/\Delta L$  ( $\Delta l$  是线圈匝与匝之间距离) 乘以这个等式 (这样  $n = L/\Delta L$ ,  $L$  是线圈的长度), 可以得到

$$V = \mu_0 A \frac{n}{L} \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} H_i \Delta l = \mu_0 A \frac{n}{L} \frac{d}{dt} H_{AB} l_{AB} = \mu_0 A n \frac{l_{AB}}{L} \frac{dH_{AB}}{dt} \quad (5.23)$$

因此, Rogowski 线圈灵敏度可以表示为

$$S = \frac{V}{dH_{AB}/dt} = \mu_0 A n \frac{l_{AB}}{L} \quad (5.24)$$

当  $l_{AB} = L$  时, 可得用于扁平 H 形扁平线圈的表达式。如果假设匝与匝之间足够近且足够紧密, 即  $n = L/d$ , 就可以得到:

$$S = \frac{\mu_0 A l_{AB}}{d} = \frac{\mu_0 w t}{d} l_{AB} \quad (5.25)$$

因此可以看出, 灵敏度取决于线圈横截面  $w \times t$  和测试区域的长度  $l_{AB}$ , 且实际上与其本身长度  $L$  没有关系。

这个关系式与输出信号取决于  $dH/dt$  的 H 形扁平线圈关系非常相似, 因此积分是必不可少的。举一个例子, 长度  $40\text{cm}$ , 匝数  $1308$ ,  $A = \pi 0.4^2 \text{mm}^2$ , 且测试长度  $l_{AB} = 0.5\text{mm}$  的

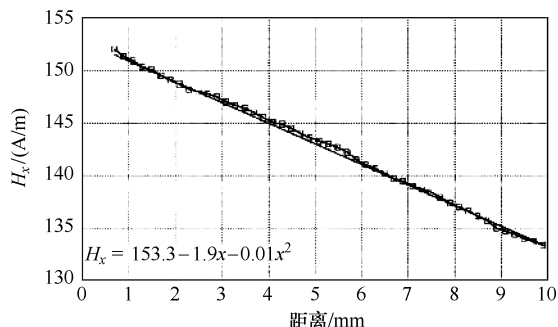


图 5.29 磁化钢样品的磁场强度与 H 形扁平线圈距样品表面的距离关系

(来源于: Tumanski, S., *J. Magn. Magn. Mater.*, 242-245, 1153, 2002a.)

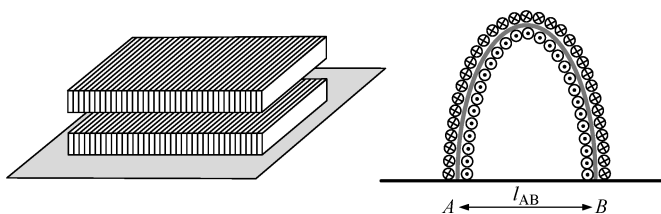


图 5.30 双 H 形扁平线圈和 Rogowski 线圈作为测量局部磁场强度的传感器



Rogowski 线圈表现出的灵敏度仅仅为  $1.8\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$  (Abdallh 和 Dupre 2010a)。

相比较而言, AMR 传感器能提供较高的灵敏度, 典型值能够达到  $50\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$ 。图 5.31 描述了由 AMR 传感器确定的典型 GO 电工钢磁场强度分布图。可以看到, 由于晶粒结构的存在, 磁场强度不均匀性是非常明显的, 在  $2 \times 6\text{cm}$  的区域中差异高达 700%。因此, H 形扁平线圈对这种不均匀性进行了平均, 而面积为  $1 \times 1\text{mm}$  的 AMR 传感器可以检测出非常小范围的局部磁场值。当然这并非总是不利的, 可以使用图 5.17 描述的传感器阵列来解决问题 (Tumanski 和 Baranowski 2006)。另一种解决办法是测试多个重点区域来确定平均值。通过这种方法可以知道整个样品的平均性能, 并同时可以知道特殊参数的分布。

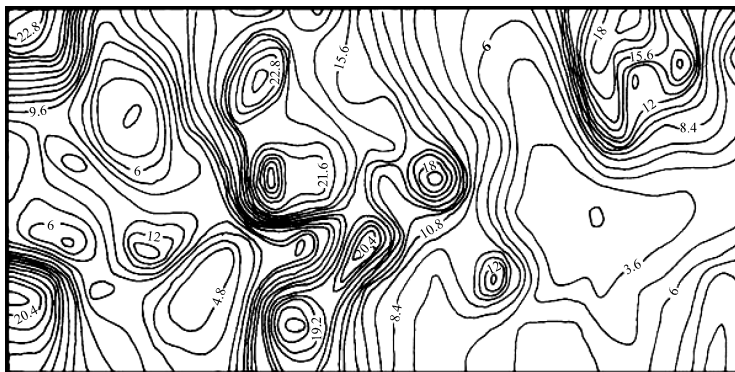


图 5.31 通过使用 AMR 传感器确定的极化为 1T 下 GO 电工钢磁场强度分布  
(测试区域为  $20\text{mm} \times 60\text{mm}$ )

(来源于: Tumanski, S., *J. Magn. Magn. Mater.*, 75, 266, 1988a.)

图 5.32 描述了两个使用 AMR 传感器, 通过实验确定样品磁化曲线和各向异性 (磁场强度与磁化角度相对应) 表面分布的例子。通过使用 AMR 传感器可以分析晶粒结构, 功率损耗分布和晶畴构造 (Mohd Ali 和 Moses 1989, Moghaddam 和 Moses 1992, 1993, So et al. 1995)。有采用  $5\mu\text{m}$  传感器扫描显微镜测量和反映硬盘存储信息的报道 (O'Barr et al. 1996)。

可以制造成尺寸非常小的高磁致电阻率系数 GMR 传感器。图 5.33 描述了一组由 NVE 公司开发的 GMR 传感器, 一排  $2 \times 16$  GMR 传感器 (由板桥连接) 长  $80\mu\text{m}$ , 每个传感器宽  $1.5\mu\text{m}$  高  $6\mu\text{m}$ , 并且每两个传感器之间相隔  $5\mu\text{m}$ 。通过“克隆”这种阵列, 可以获得由 128 个传感器组成的阵列, 这样就可以进行 128 个点的同步研究。

也可以考虑用霍尔传感器替代磁阻传感器。与 AMR 传感器相比, 其灵敏度较低且能够检测磁场法向分量 (尽管有些霍尔传感器可以用于检测切向矢量)。例如, 有报道指出由 4 个灵敏度为  $63\mu\text{V}/(\text{A}/\text{m})$  面积为  $0.7\text{mm} \times 0.5\text{mm}$  传感器阵列已得到应用 (Abdallh 和 Dupre 2010a) (需要指出: 这种情况下灵敏度比商用 AMR 传感器灵敏度低上千倍)。而且, 霍尔传感器有其固定的优点; 它对正交分量不是特别敏感, 当测量非均匀磁场时这点是非常重要的。而且, 它可以被制造成非常小的尺寸 (几  $\mu\text{m}$ ), 这也促使了霍尔探针显微镜的发展 (Chang et al. 1992, Oral et al. 1996)。Pfützner 曾使用



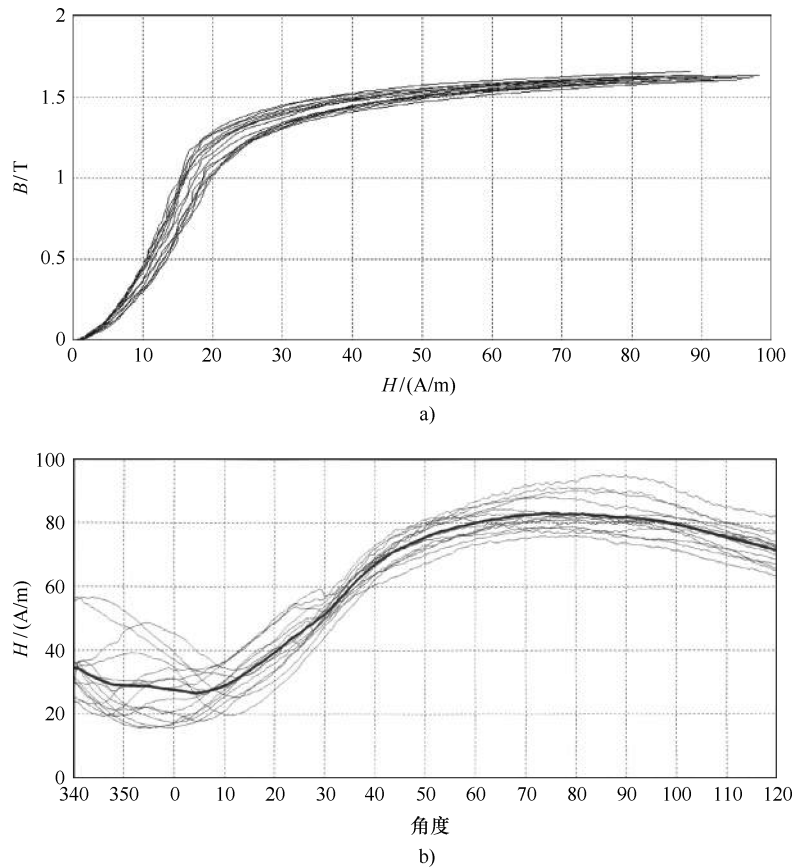


图 5.32 a) 磁化和与磁化方向相对应的磁化曲线  
b) 使用 16 个点 AMR 传感器确定的磁化曲线  
(来源于 Tumanski, S. 和 Winek, T., *J. Magn. Magn. Mater.*, 174, 185, 1997;  
Tumanski, S., *IEEE Trans. Magn.*, 38, 2898-2810, 2001d.)

霍尔传感器来分析电工钢的晶粒与畴结构 (Pfütznner 1980a, b, 1981, Pfütznner et al. 1983, 1985, Schonhuber 和 Pfütznner 1989)。

在磁感应强度局部值的研究当中, 常用方法是钻一些小孔来缠绕微线圈 (参见

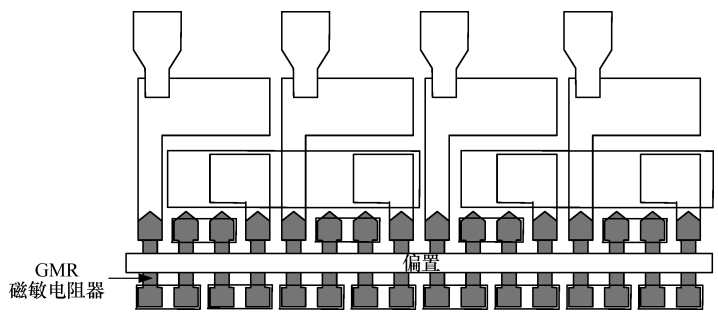


图 5.33 由 NVE 研制的 GMR 传感器阵列

图 2.175a)。但是该方法意味着在接近小孔区域存在材料的损坏和磁特性退化 (Tamaki

et al. 2009)。而且在相对较硬的电工钢上钻非常小的孔是很困难的。因此，最近常常将针探测法用于局部磁感应强度的测量。

针探测法在许多年前就已经被提出 (Czeija 和 Zawischa 1955, Werner 1957)。这项专利最初由于传感器输出信号非常小而被人遗忘。但是随着小信号测量方法的发展其也得以发展起来。Senda et al. (1997, 1999, 2000) 首先回到了这种想法当中，其他研究团队也成功的采取了这种方法 (Yamaguchi et al. 1998, Krismanic et al. 2000, Loisos 和 Moses 2001, 2003, De Wulf et al. 2003, Pfützner 和 Krismanic 2004)。

对于 B-coil 方法，关系相对简单；感应电压取决于环形区域和磁感应强度的变化率：

$$V = n t l_{AB} \frac{dB}{dt} \quad (5.26)$$

当线圈匝数  $n = 1$ ，厚度为 0.3mm，频率为 50Hz， $l_{AB} = 20\text{mm}$  时，输出电压大概为 1.5mV/T。

在探针检测法中，输出电压取决于磁感应强度  $B$  引起的感应电压和由涡流  $i_{ec}$  两水平分量引起的电压。考虑到环路  $ABCD = S_1$ ，可以根据麦克斯韦方程写出 (Yamaguchi et al. 1998)

$$\oint_{ABCD} E dl = - \int_{S_1} \frac{dB}{dt} dS \quad \text{和} \quad \oint_{ABCD} E dl = 2 \int_{AB} \rho i_{ec} dl \quad (5.27)$$

因此可以得出：

$$V = \int_{AB} \rho i_{ec} dl = \frac{1}{2} S_1 \frac{dB}{dt} = \frac{1}{2} t l_{AB} \frac{dB}{dt} \quad (5.28)$$

也应该考虑到片材表面空气中的磁感应强度  $B_a$  所引起的电压 (在图 5.33 的环  $S_2$  上)

$$V = \frac{1}{2} t l_{AB} \frac{dB}{dt} - \int_{S_2} \frac{dB_a}{dt} dS \quad (5.29)$$

可以看到针探测传感器输出电压仅仅是单匝 B-coil 的一半。第二分量是无关紧要的，因此环路  $S_2$  应该尽可能的小。出于这个原因，连接线应该放在离测量样品表面很近的位置 (见图 5.34b)。为了降低气隙磁通影响，导线应该紧密地缠绕 (Zurek et al. 2008)。

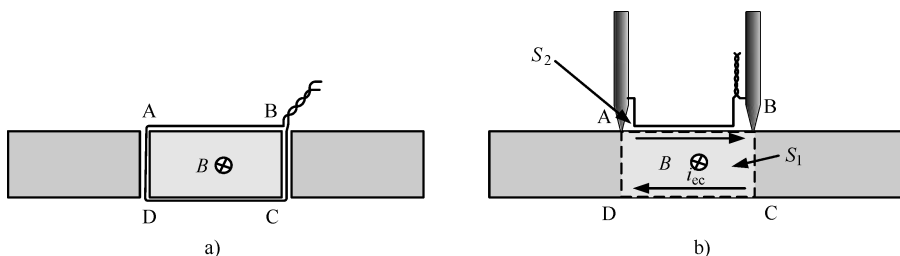


图 5.34 局部磁感应强度测量的微孔 (B-coil) 法和针探测法

针型传感器方法不像 B-coil 方法那么可靠 (Pfützner 和 Krismanic 2004)。它仅仅在假设测量区域磁场是均匀的情况下才能正确工作。当传感器放在被测试样品的边缘附近，会产生由磁场不均匀性引起的额外偏差。因此，只有对称轭铁系统才可以让人接

受, 因为不对称将会引起平面涡流。针与针之间距离理论上应该远大于样品的厚度。

大部分电工钢样品被绝缘层所覆盖。因此, 探针应该足够锋利, 且机械力应该足以保持探针与样品间的电气接触, 但这可能引起附加偏差。推荐使用特殊的锥形针尖 (Krismanic et al. 2000)。有报道指出可用表面电容器 (见图 5.35b) 来代替针。

提出了对针型探测系统改进的各种方法, 例如, 在片材的另一侧附加针 (Loisos and Moses 2001, 2003)。图 5.35a 所示, 第二对针的系统也进行了测试 (Abdallh et al. 2009)。在这样的系统中, 在点 1 和点 2 之间可以探测磁感应强度  $B_{\text{material}} + B_{\text{air}}$  值。而在点 3 与点 4 之间仅可以探测  $B_{\text{air}}$  (因为距离比较短)。这样一来,  $V_{12} - V_{34}$  之差不再受气隙磁通的影响。

有时候, 需要测试大型磁设备内部给定材料参数 (主要是磁感应强度分布) 的局部值, 例如, 变压器铁心或者旋转电机。对于这样的研究, 可以将薄膜传感器直接放置在片材上 (Basak et al. 1995, 1997, Ilo et al. 1998, Pfützner 和 Mulasalihiovic 2009)。图 5.36 描述了为研究变压器铁心而设计的薄膜传感器例子。对于功率损耗可使用热电偶传感器。因为有时不可能进行钻孔或使用针型传感器, 最近使用点式接触叠片表面接触传感器 (LSC) 替代针型传感器来探测电场的两个分量。

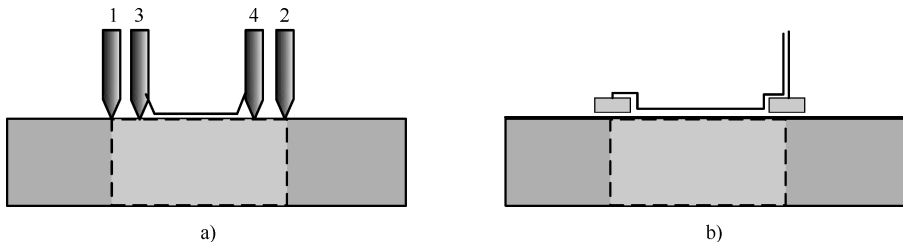


图 5.35 探针法的改进

a) 两对针 b) 用电容器来替代针

(来源于: Abdallh, A. and Dupre, L., *Meas. Sci. Technol.*, 21, 045109, 2010; Zurek, S. 和 Meydan, T., *Sens. Actuators*, A129, 121, 2006)

在图 5.36 描述的用于局部损耗测试的传感器融合中, 用到热电偶传感器。实际上, 功率损耗局部值可以使用温度传感器来测量, 最常见的是使用小热敏电阻 (Ball and Lorch 1965, Pfützner et al. 1982, 1992, Albir and Moses 1990, Derebasi et al. 1992, Krismanic et al. 2003)。

在使用温度传感器测量功率损耗时, 存在的主要问题是

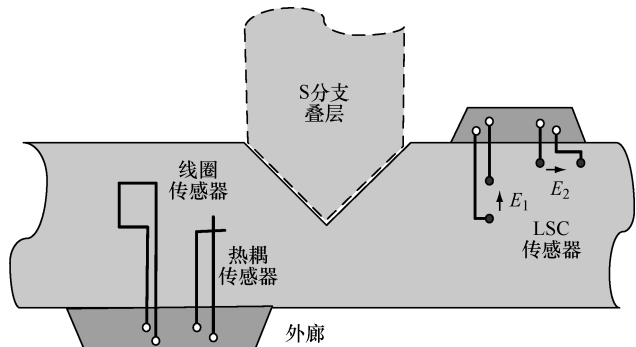


图 5.36 薄膜传感器用于三相变压器铁心内部的损耗分析

(来源于: Pfützner, H. and Mulasalihiovic, E., *Przegl. Elektrotech.*, 85, 39, 2009.)

功率损耗不取决于温度本身而取决于温度对时间的变化率：

$$P = c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.30)$$

式中,  $c_p$  是依赖材料的特有的热容量常数 (硅铁  $c_p = 486 \text{ J/}^\circ\text{C}$ , 非晶材料  $c_p = 544 \text{ J/}^\circ\text{C}$ ) (Drebasi et al. 1992)。这样有必要每隔几分钟就测量数次某点功率损耗的局部值 (观察温度变化, 然后返回到起始温度)。图 5.37 描述了传感器设计和两测量点间温度变化的例子。

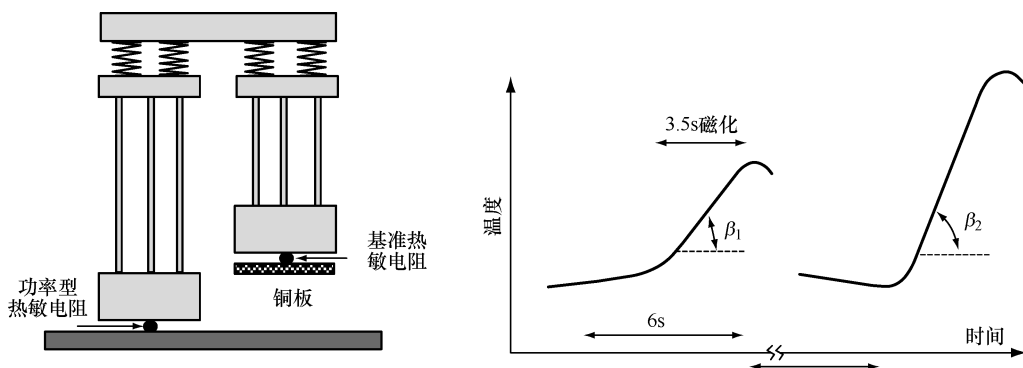


图 5.37 用于局部损耗测量的热敏传感器和在两点测量结果的例子

(来源于: Pfützner, H. et al., 用于结晶形和非晶软磁性材料分析的新型无损方法, 在 *Proceedings of 2nd International Symposium on Physics of Magnetic Materials*, Beijing, Japan, pp. 427-434, 1992; Krismanic, G. et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 254-255, 60, 2003)

同样也有其他未得到认可的磁感应强度局部值的测量方法, 这种方法称为“通量注入法”。图 5.38 描述了这种方法用于电工钢参数局部测量的例子。

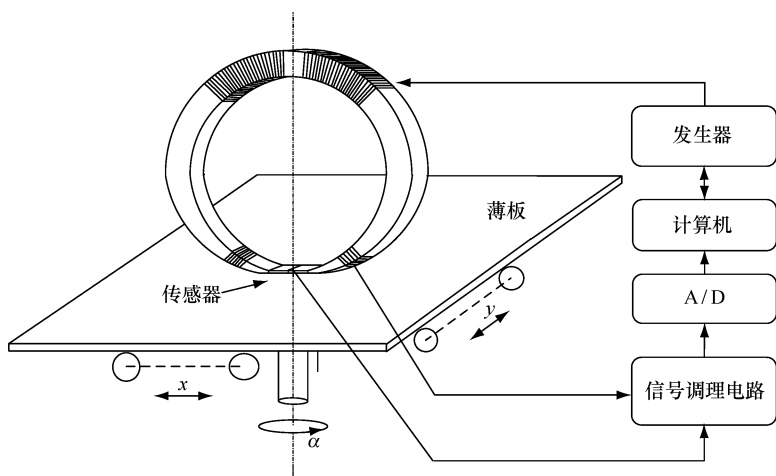


图 5.38 用于测试电工钢局部参数的测量系统

(来源于 Tumanski, S. and Winek, T., *J. Magn. Magn. Mater.*, 174, 185, 1997; Tumanski, S. and Fryskowski, B., *J. Phys. IV*, 8, Pr2-669, 1998.)

假如使用靠近轭铁磁极的线圈来测量磁感应强度，片材上的磁感应强度仅仅比轭铁上磁感应强度小一点（由于漏通量的存在）。实际上 Chen 等所做的研究证实：对于不同样品来说，效率系数  $B_{\text{yoke}}/B_{\text{sample}}$  几乎一样（大于等于 80%）。在表示生产各种阶段的样品上重复做类似的测试（加热区磁导率为 1000，热退火区磁导率为 990，冷轧区磁导率为 367，脱碳部分磁导率为 5400，最终的磁导率为 33000）（Wood et al. 2009）。仅仅最终样品展现高效的高导磁率（大约 80% 取决于磁感应强度值）。Wilkins 提出并且测试了带有相邻保护轭的排列，它对所有样品都提供了近 100% 的效率（Wilkins 和 Drake 1965，1970）。

图 5.39 描述出了应用通量注入模式对一个选定点获得的一套结果。由于知道信号与磁场强度  $h(t)$  和磁感应强度  $b(t)$  成正比，可按照下式简单地计算瞬时功率

$$p(t) = \frac{m}{\rho} h(t) \frac{db(t)}{d(t)} \quad (5.31)$$

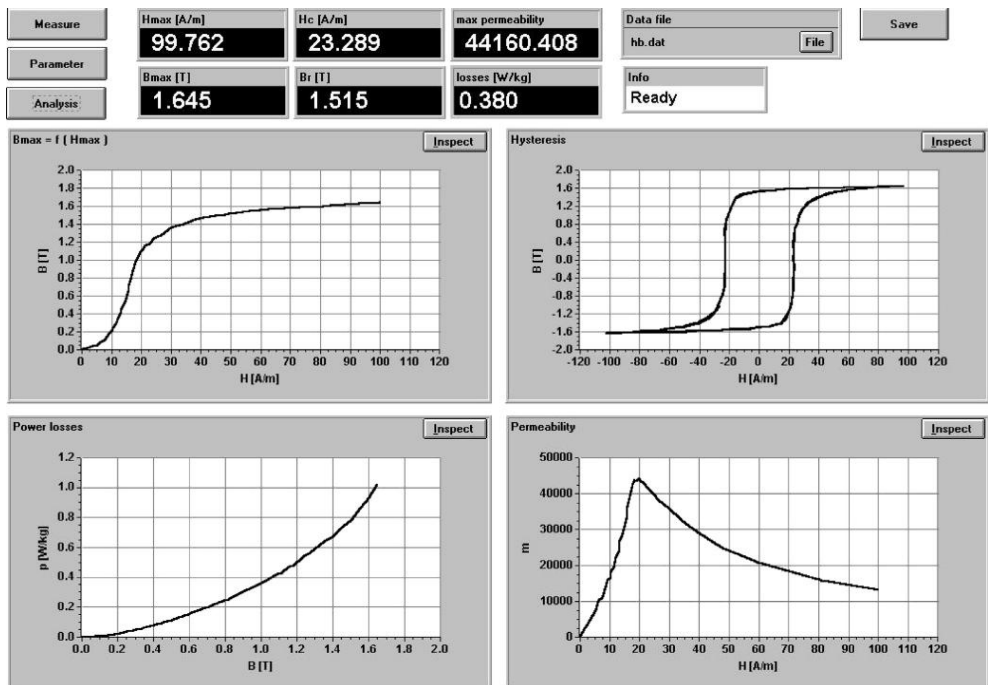


图 5.39 测量电工钢局部参数的测量系统结果

（来源于：Tumanski, S. and Winek, T., J. Magn. Magn. Mater., 174, 185, 1997; Tumanski, S. and Fryskowski, B., J. Phys. IV, 8, Pt2-669, 1998.）

图 5.40 描述了对正弦和三角形磁感应强度信号确定  $b(t)$ 、 $h(t)$  和  $p(t)$  的例子。已知这些信号就可确定材料的局部参数，如磁导率、功率损耗和磁滞，如图 5.39 所示。

图 5.41 描述了另一种测试片材形式电工钢局部参数值的更可靠方法（Tumanski and Baranowski 2004, 2007, 2008）。将 16 个磁阻传感器串联起来成为二维阵列形式，从而可获得与空间测量平均值成正比的大信号（见图 5.17）。通过使用一个多路传输

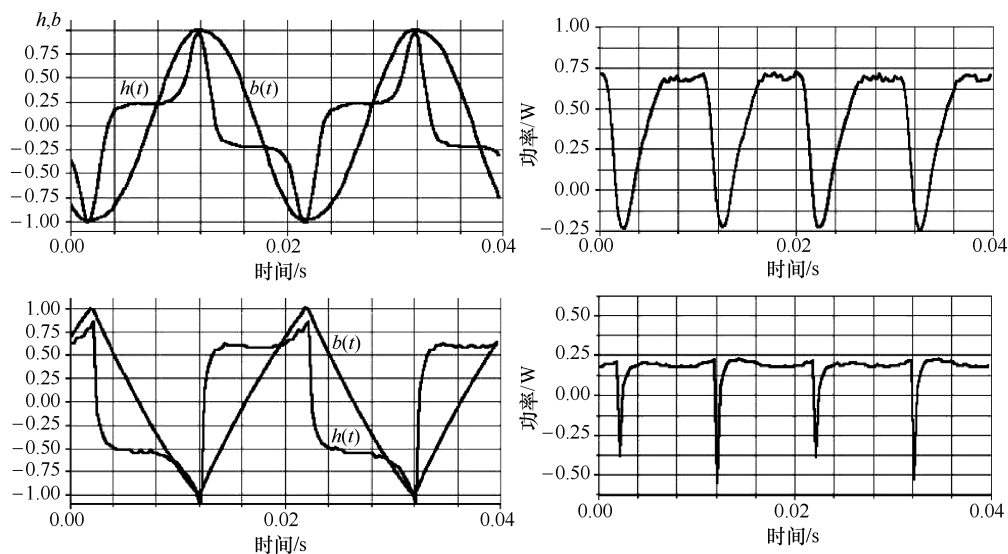


图 5.40 正弦和三角形极化信号确定  $b(t)$ ,  $h(t)$ , 和  $p(t)$  的例子  
(来源于: Tumanski, S. and Winek, T., J. Magn. Magn. Mater., 174, 185, 1997)

系统, 相同的传感器阵列也可用于测试 16 个独立点的磁性参数。

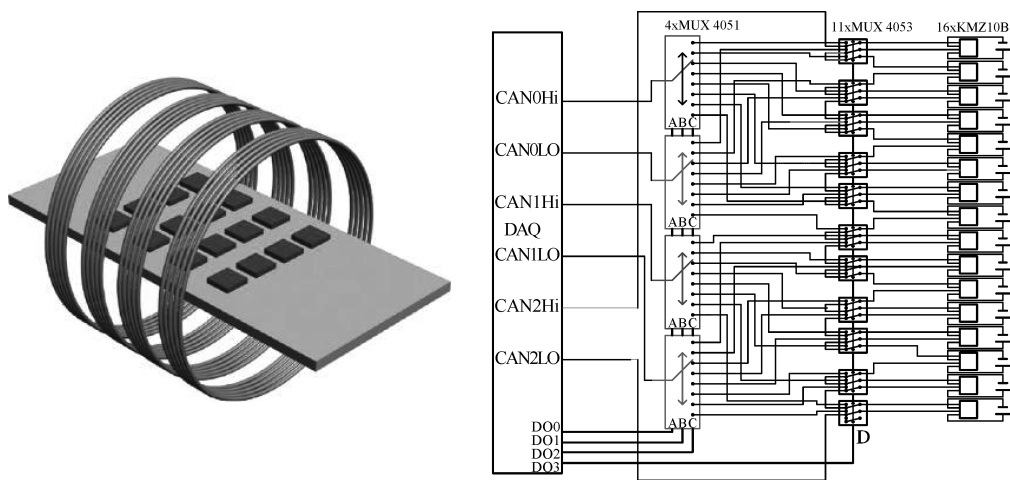


图 5.41 用于确定电工钢参数局部值的测量装置 (磁化轭铁没有被清晰地表示出来)  
(来源于: Tumanski, S. and Baranowski, S., J. Electr. Eng., 55, 41, 2004; Tumanski, S. and Brarnowski, S., Przegl. Elektrotech., 83, 46, 2007; Tumanski, S. 和 Baranowski, S., J. Electr. Eng., 59, 1, 2008.)

在一次测量中, 可以同时确定 16 个点的迭代磁场强度和磁感应强度 (每一列传感器都有 B-coil)。通过控制样品的运动, 可以使测试点数目成倍增加。图 5.42 描述了一个测量 100 个点磁场强度的例子。

图 5.43 给出了 40 个点的磁场强度的测量结果。这些结果与通过扫描获得的磁场

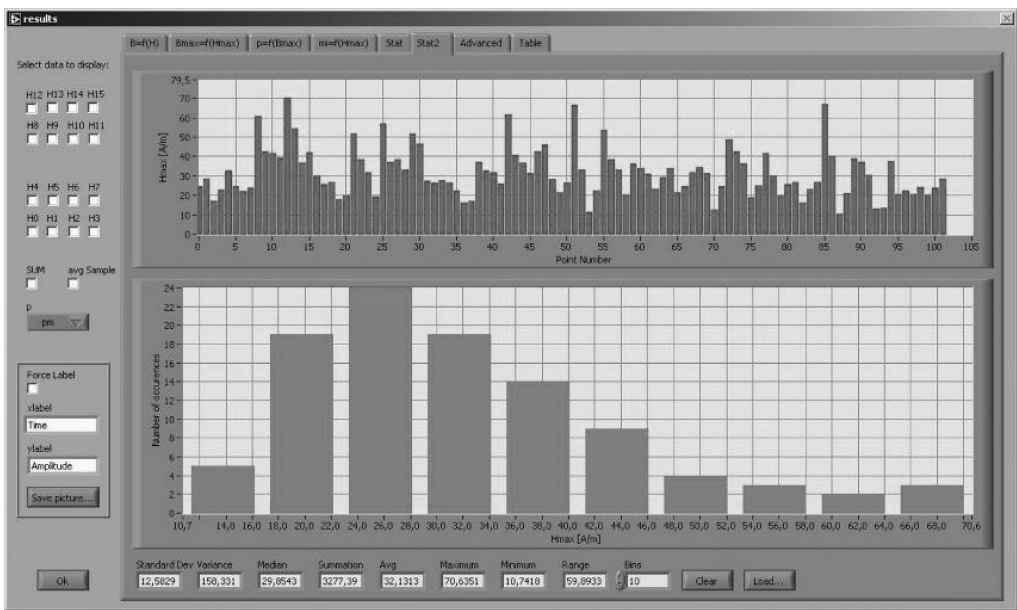


图 5.42 样品在 100 个测试点的磁场强度（底部的窗口显示了柱状统计图）  
（来源于：Tumanski, S. and Baranowski, S., J. Electr. Eng., 55, 41, 2004; Tumanski, S. 和 Baranowski, S., Przegl. Elektrotech., 83, 46, 2007）

强度图像类似。两种结果实际上是相同的，但是扫描要花费大约一小时而多路传输仅仅花费了几秒钟。如果知道了每个测量点的磁场强度和磁感应强度，也就可确定其他的局部参数值。

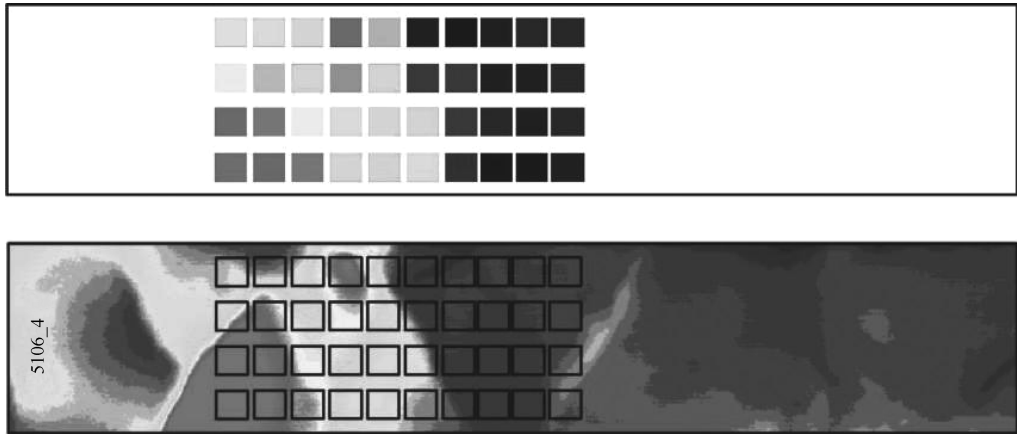


图 5.43 通过扫描获得的 40 个测量点的磁场强度分布图  
（来源于：Tumanski, S. and Baranowski, S., J. Electr. Eng., 59, 1, 2008）



### 5.1.7 旋转功率损耗

在前面的研究中，均假设交流磁化磁场仅随着时间的变化而变化，如图 5.44a 所示。磁化轴方向可以沿着各向异性轴（通常是轧制方向 RD），也可正交于这个轴或者是任意的二维方向。然而，磁化磁场也可随着时间而空间发生变化，参见图 5.44b、c。当磁化磁场矢量的幅值固定时，可以讨论环形磁化问题（见图 5.44b）。在大多数情况下，磁化磁场随着空间的变化，其幅值随着时间的变化而变化（见图 5.44c）。然后椭圆形旋转磁化（当  $a = 1$  时是环形磁化的特殊情况）就出现在旋转电机的铁心中。

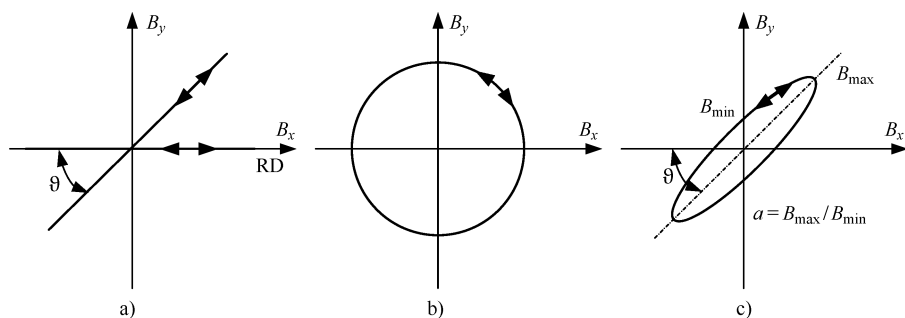


图 5.44 a) 磁化沿着轧制方向或者任意方向  
b) 旋转环形磁化 c) 椭圆形磁化

图 5.45a 描述了在与轧制方向成一定角度情况下的磁感应强度矢量和磁场强度矢量的轨迹 (Pfützner 1994)。图 5.45b 类似地描述了环形旋转磁场下的轨迹。在这两种情况下，磁化过程都涉及到功率损耗。不过这两种损耗的机理是不同的，并且它们之间的联系非常小。因此，不能基于对不同磁化方向实验预测不同磁化方向下的旋转损耗程度 (Moses 1994)。在本书中，这两组问题称为二维磁测量被分开来描述——旋转功率损失（本章）和各向异性以及二维磁性能（下一章）。

Weiss 和 Planer (1908) 在一百多年前就提出了旋转磁场。Brailsford 第一次进行了旋转磁滞的测量。Moses 和 Tomas 的论文对研究旋转功率损耗来说是个转折点，它证明了旋转损耗不仅产生在旋转电机（非常明显）中而且也产生在三相变压器中（见图 5.46）(Moses 和 Thomas 1973)。从这个时间点开始关于旋转功

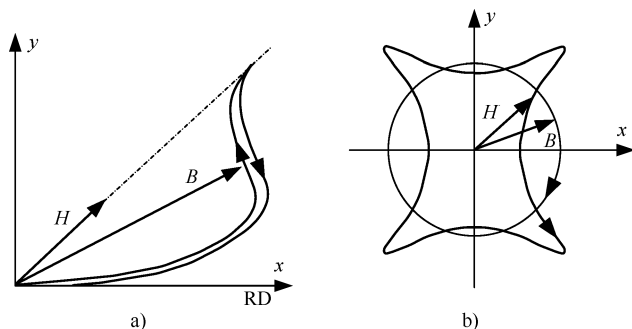


图 5.45 a) 与轧制方向成一定角度时磁感应强度矢量和磁场强度矢量的轨迹 b) 旋转磁化下的相似轨迹



率损失的理论和实验方法得到很快的发展。不仅无取向钢被当成一个课题来研究,而且晶粒取向钢也被当成了一个课题。“软磁性材料”国际会议学术委员会决定组织“二维磁化问题专题讨论会<sup>⊖</sup>”。目前为止,已经组织了十次专题讨论会并发表了百余篇论文。

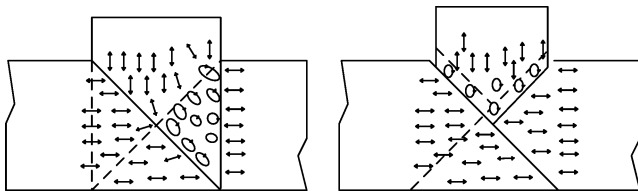


图 5.46 三相变压器联合部分的旋转磁场

旋转磁化理论是非常复杂的,且不是所有的物理现象都能被充分解释或者完全理解。推荐一种描述旋转磁化的方法,称为磁阻张量矩阵 (Brix and Hempel 1984, Birkfeld and Hempel 1996, Enokizono et al. 1994, 1997, 2003, 2006, Birkfeld and Hempel 1997, Birkfeld 1998, Enokizono and Soda 1999, Enokizono and Urata 2007, Enokizono 2009)。对于轴向磁化来说,可以使用磁阻张量矩阵

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_x & 0 \\ 0 & v_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \quad (5.32)$$

扩展到旋转磁化中

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \quad (5.33)$$

磁阻张量是  $v_{xx} = H_x/B_x$ ,  $v_{yy} = H_y/B_y$  等。Enokizono 和 Soda 进一步把这个模型扩展成下列形式:

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{xr} & v_{xi} \\ v_{yr} & v_{yi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} \end{bmatrix} \quad (5.34)$$

式中,  $v_{xr}$ ,  $v_{yr}$  是磁阻系数;  $v_{xi}$ ,  $v_{yi}$  从测量数据中获得的磁滞系数。

Pfützner (1994) 对旋转磁化和损耗进行过全面的描述。基于 Poynting 定理,对旋转磁化功率损耗描述如下:

$$P_r = \frac{1}{T\gamma_0} \int_0^T \left( H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad (5.35)$$

⊖ 后来延伸到一维和三维问题。

这个表达式通常用于确定旋转功率损失 ( $\gamma$  是样品密度)<sup>⊙</sup>。

旋转功率损耗测量方法经历了一个很长的发展历史。Sievert 或 Pfützner 的论文对此进行了回顾 (Sievert 1990, Sievert et al. 1992, Sievert 1995, 2005, Pfützner 2000, 2002)。第一次试验是通过转矩度量方法进行的 (Brailsford 1938, Kelly 1957, Narita et al 1974, Cechetti et al. 1978, Brix 1982)。温度计的方法也曾被提到过 (Young 和 Schenk 1960, Ball 和 Lorch 1965, Boon 和 Thompson 1965, Yamaguchi 和 Narita 1976, Radley 和 Moses 1981, Fiorillo 和 Rietto 1988, Albir 和 Moses 1990)。最近人们又开始讨论温度计方法的优点 (Fiorillo 2004)。

目前,最常用的方法是基于式 (5.35) 的场测量方法。在磁化样品中,磁场强度和磁感应强度两分量都采用合适的传感器来测量。第一个设备原理是采用 Brix et al. (1982, 1984a) 提出的旋转单片测试仪 (RSST)。目前为止,该设备是被其他研究者复制 (做一定修改),并使用最为广泛的设备 (Enokizono 和 Sievert 1989, Enokizono et al. 1990a, b, Sievert et al. 1990c, Zhu and Ramsden 1993, 1997, Salz 1994, Xu and Sievert 1997, Makaveev et al. 2000a, b, Shimamura et al. 2000, Maeda et al. 2007, Todaka et al. 2009)。

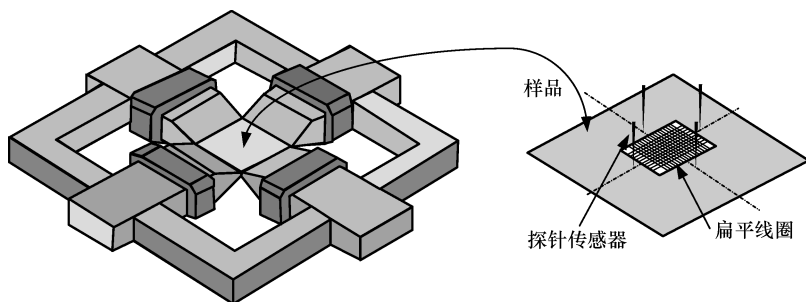


图 5.47 典型的水平型 RSST (模仿 Enokizono)

在图 5.47 描述的设备中 (参见图 2.176 和图 2.189), 尺寸为  $80\text{mm} \times 80\text{mm}$  (或者  $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ ) 正方形样品放置在两个互相垂直的磁化轭铁中心。轭铁磁极是锥形的, 且在这磁极和样品之间有  $0.5\text{mm}$  气隙来提高磁化的均匀性。在样品中间部分, 嵌入了两个 H 形扁平线圈传感器和两个探针型传感器。测试区域应不大于  $30\text{mm} \times 30\text{mm}$ , 这样有利于样品中心均匀磁化 (参见图 2.190)。为了获得更好的均匀磁化, 建议使用附加屏蔽层 (Makaveev et al. 2000a, b) 或者防护片 (Zhu 和 Ramsden 1993, 1997)。

也可将样品 (和磁化轭铁) 设计成其他形状 (参见图 2.191)。Vienna 的团队建议使用六边形样品和三相激励来获得旋转磁场 (Hasenzagl et al. 1996, 1997, 1998, Mehnen et al) 2000, Pluta et al. 2003, Pfützner et al. 2007), 如图 5.48 所示。这种测试装置

⊙ 在一些论文当中这种损耗被称为总功率损耗, 并且对旋转损耗推荐关系式  $P_r = \omega/T\gamma \int_0^T (\mathbf{H} \times \mathbf{B}) dt$  (Enokizono 和 Sievert 1989)。但是这个关系式只有当纯圆环形磁化时才是有效的 (Moses 1994)。

在一定程度上和三相电机定子铁心相似。在这种磁化轭铁上，比传统的四极装置更容易获得均匀和高磁化。

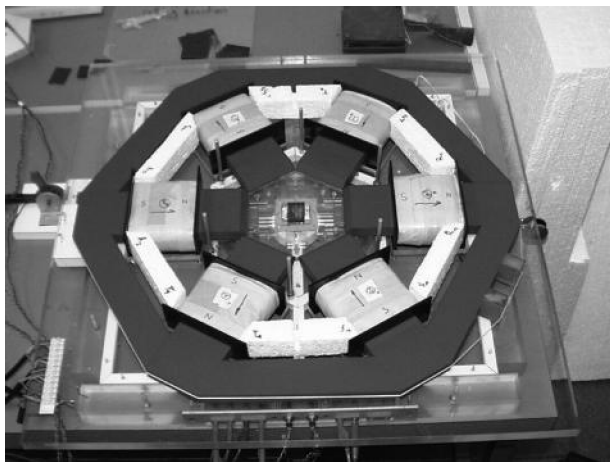


图 5.48 六边形 RSST 的设计

(来源于: Pluta, W. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 79, 151, 2003.)

六边形样品更加接近圆形样品的理想情况。在一个四极轭铁系统中的正方形样品比圆形样品展示出了更好的磁化均匀性 (Nencib et al. 1995)。但是在高磁感应强度和磁化呈  $45^\circ$  的拐角处，存在较大的磁通泄露。在圆形样品和多极轭铁系统中 (参见图 2.191)，样品在每一个方向上以同样的方式被磁化 (Goriccan et al. 2000, 2002, Jesenik et al. 2003)。可以使用一个典型的电机定子铁心作为圆形样品旋转损耗测试仪上的轭铁 (Matsuo et al. 2007)，如图 5.49 所示。

除了水平式测试仪以外，也有垂直式的设计 (Enokizono et al. 1992, Sievert et al. 1992, Zouzou et al. 1992, Nencib et al. 1994, Enokizono and Tanabe 1997)，如图 5.50 所示。

格外令人感兴趣的是一种带有垂直轭铁的设计，如图 5.50b 所示，因为它可以不限制片材样品的尺寸来进行测试 (Tumanski 2002a, 2005)。

由于旋转损耗测试仪之间差异性的存在，正致力于制定这种测量的一般标准。图 5.51 中给出了可能的建议。看起来



图 5.49 圆形样品 RSST 的设计

(来源于: Zurek, S., *Przegl. Elektrotech.*, 85 (1), 89, 2009.)

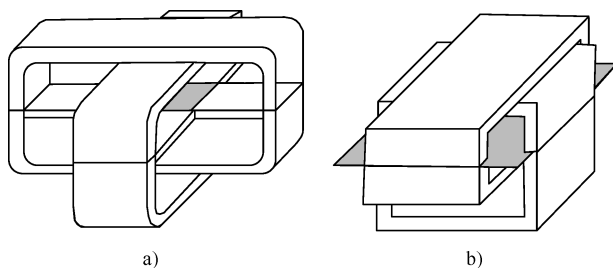


图 5.50 垂直型 RSST

Brix 第一个提议是最好的候选（参见图 5.47 和图 5.52），因为其被最普遍地采用、优化和测试。不同实验室对旋转功率损耗测试进行了比对，并且公正地给出了适用于无取向型材料的约定（对于晶粒取向型材料结果不同）（Sievert et al. 1996）。

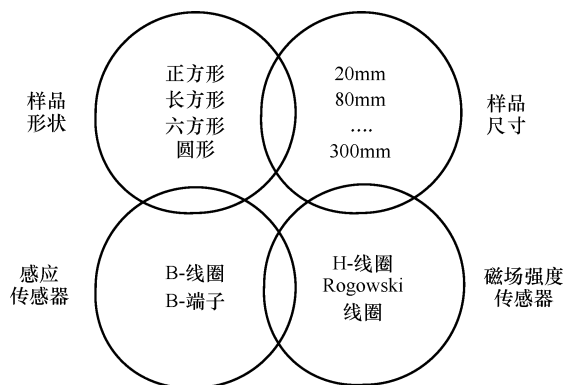


图 5.51 各种旋转损耗测试仪的不同特征

（来源于：Pfützner, H., 旋转单片测试仪的不同设计——校准步骤的建议，在 *Proceedings of 6th Workshop 2D-Magnetic Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 154-162, 2000.）

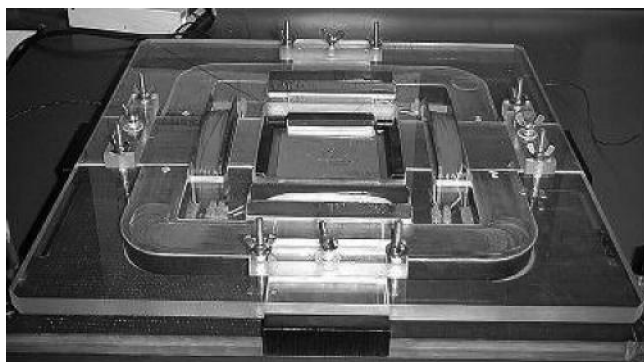


图 5.52 典型的水平式 RSST 设计

（Moses, A. J. and Leicht, J., *Przegl. Elektrotech.*, 80 (12), 1181, 2004）

Sasaki 推荐使用完全不同的测试装置（Sasaki et al. 1985）（见图 5.53）。事实

上它就是一个单片测试仪，爱波斯坦片材被磁化线圈和附加相互垂直的磁化系统所磁化。为了避免像 B-coil 一样钻孔，可以使用两个对角线型的线圈。测量磁场强度可以使用两个 H 形扁平线圈。图 5.54 描述了由这种装置确定的磁滞回线的例子。

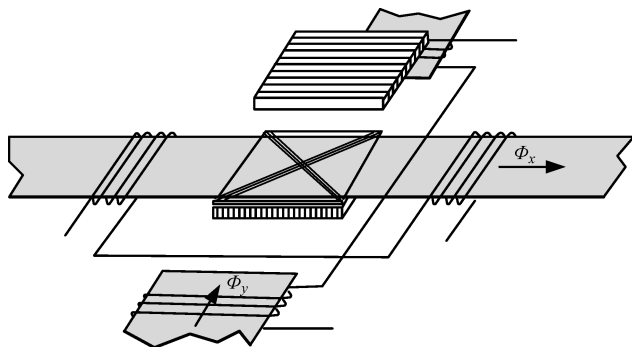


图 5.53 用于旋转损耗测量的带状测试仪

（来源于：Sasaki, T. et al., IEEE Trans. Magn., 21, 1918, 1985.）

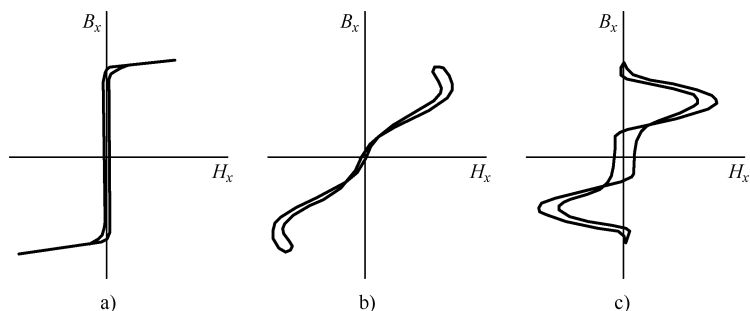


图 5.54 磁滞回线的例子

a) 无取向型钢（轴向的） b) 无取向型钢（旋转的） c) 晶粒取向钢（旋转的）

（来源于：Sasaki, T. et al., IEEE Trans. Magn., 21, 1918, 1985.）

旋转片式测试仪比 SST 复杂得多——一切都是成对出现的：传感器的数量，双通道波形控制（Makaveev et al. 2001）等等。在确定损耗时可以观察到一个奇妙的结果；测量损耗值在顺时针旋转和逆时针旋转时是不同的（特别是当磁感应强度较大时）。有许多论文都试图去解释该现象（Zurek and Meydan 2006b, Pfützner et al. 2007, Maeda et al. 2007, Yanase et al. 2007, Todaka 2009）。用其他方法对相同的样品进行研究并不会探测出这种不对称现象（Zurek et al. 2009）。因此，旋转片测试仪的这种不对称性结果被解释为测试不精确导致。更确切地说，即使所有传感器只存在非常小的角位移，也可能导致较大的功率偏差。因此，处理这种不对称性最好的方法是把两次测量（顺时针和逆时针）结果取平均值作为最终结果（Sievert et al. 1990）。这样简单的取平均值与其他方法（例如温度计法）之间就达成一个很好的协定。

图 5.55 表示了  $B$  和  $H$  矢量之间相位位移的典型依赖关系。磁感应强度较大时，这种依赖关系是无规律的，这也解释了磁滞回线的奇怪形状（参见图 5.54）。图 5.56 表示了旋转损耗对应磁感应强度的典型依赖关系。需要指出的是与轴向功率损耗相反，旋转功率在饱和时趋于零。原因是两种类型功率损耗的基本差异：在旋转磁场中样品保持饱和（因此损耗会较低），而在轴向磁场中样品在每个周期被退磁两次，这会增大损耗。

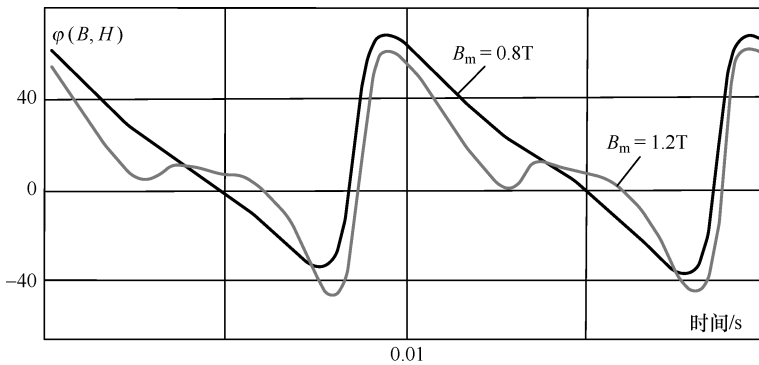


图 5.55 旋转功率损耗测试结果的例子——磁化周期内  $B$  和  $H$  之间相位位移的依赖关系：GO 型钢 M140-27S

（来源于：Anuszczyk, J. and Pluta, W., *Soft Ferromagnetics in Rotating Magnetic Fields* (in Polish), WNT, Warszawa, Poland, 2009)

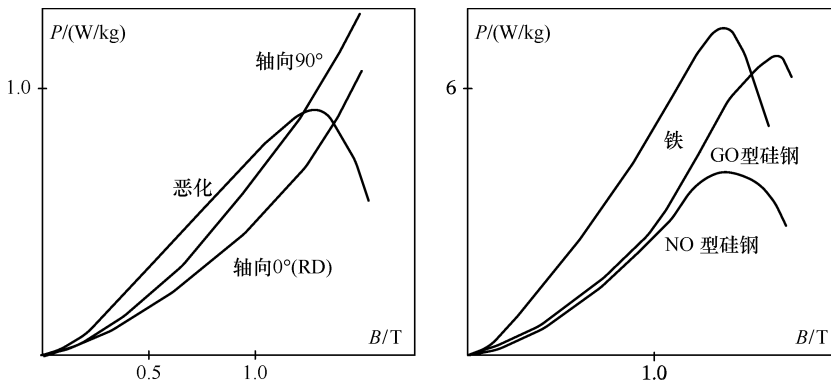


图 5.56 旋转功率测试结果的例子

（来源于：Zouzou, S. et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 112, 106, 1992; Fiorillo, F. and Rietto, A. M., *IEEE Trans. Magn.*, 24, 1960, 1988.）

图 5.57 描述了一个圆形旋转场中磁场强度轨迹的例子。根据这种依赖关系，可以分析样品的二维性能，这将在下节中讨论。

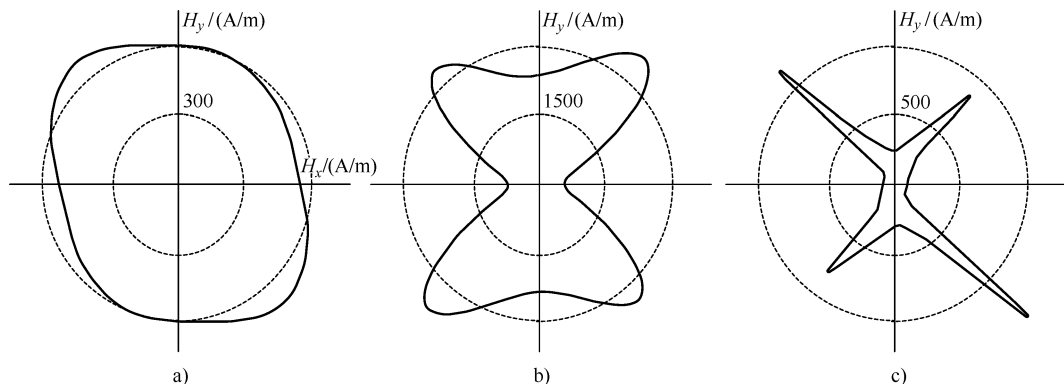


图 5.57 旋转功率损耗测试结果的例子——圆形旋转场中磁场强度的轨迹  
 a)  $B = 1.4 \text{ T}$  No470-50A 型钢 b)  $B = 1.4 \text{ T}$  M300-35A 型钢 c)  $B = 1.2 \text{ T}$  M150-30S 型钢  
 (来源于: Anuszczyk, J. and Pluta, W., *Soft Ferromagnetics in Rotating Magnetic Fields* (in Polish), WNT, Warszawa, Poland, 2009)

### 5.1.8 二维磁性

大部分磁性材料都会表现出各向异性,这就意味着其性能取决于磁化的方向。在一些材料中,例如晶粒取向型电工钢,各向异性是非常显著的。但是大部分制造商的数据表仅仅告知一个优选方向上的特性。这个优选方向可以是轧制方向,或更普遍的是各向异性易磁化轴方向。而且大部分磁性设备设计软件也没有把各向异性考虑进去。

在一些软件包中,几乎不包括在两个磁化方向上的磁化曲线,并且很少以两个极端数据的中间值来计算性能。例如,在晶粒取向钢中,较差的特性不在  $90^\circ$  而是  $55^\circ$  时。因此,最好的解决方法是在计算机存储器中存入一组不同方向的性能。不过,获得这些数据的办法并不简单。

从理论上说,最简单的方法就是使用以前章节所描述的 RSST。为了获得旋转磁通量,两对轭铁分别用相差  $90^\circ$  的信号来激励。假如这些信号是同相的,可以获得取决于这些信号比值的无旋转磁场方向。

图 5.58 描述了通过实验确定 RSST 装置上样品的磁场强度分布。对轧制方向上的磁化,均匀磁化区域大约为  $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ ,而对横向磁化来说均匀磁化区域可能更小。此外,测试区域也会受到孔周围毁坏材料的限制(参见图 2.190)。因此,特别是对带有大晶粒的高取向型钢来说,样品应该足够大,从而可以获得可靠的结果。然而,也有报道指出可以使用 RSST 装置来测量沿着任意方向的磁特性 (Morino et al. 1992, 1993, Nakata et al. 1993)。

对于这种测量来说,取远远大于轭铁的垂直式轭铁系统片材是不错的选择(如图 5.51b 所描述)。对于一个非常大的片材,去磁磁场距离测试区域非常远以至于可被忽略掉。但是在这种情况下,应该注意的是:如图 5.59a 所描述的那样(沿着轧制方向磁化),磁场的分布非常完美;仅仅存在于磁极间的区域。但是在横向方向上(见图 5.59b),磁通量试图找到更好的途径,并且实际上整个片材都被磁化。不过,RSST 装置通常仍是测量电工钢二维特性最好的系统。



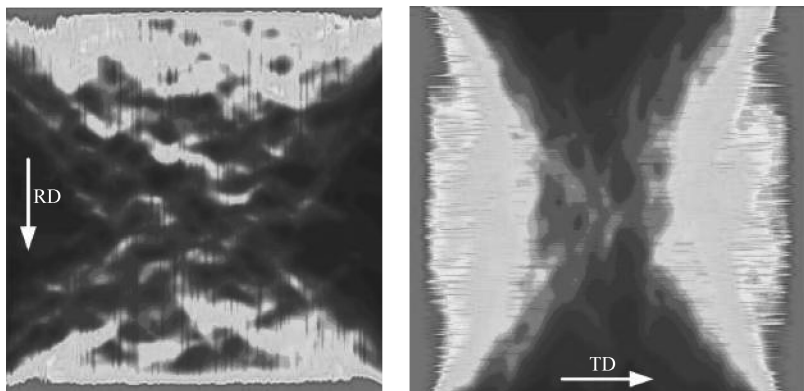


图 5.58 在 RSST 上  $8\text{cm} \times 8\text{cm}$  样品上的磁场强度分布。样品沿着轧制方向 RD 和横向方向 TD 磁化

(来源于: Tumanski, S. et al., RSST 装置的样品上的磁场强度的分析, 在 *Proceedings of Soft Magnetic Materials 16 Conference*, Düsseldorf, Germany, pp. 859-864, 2004. )

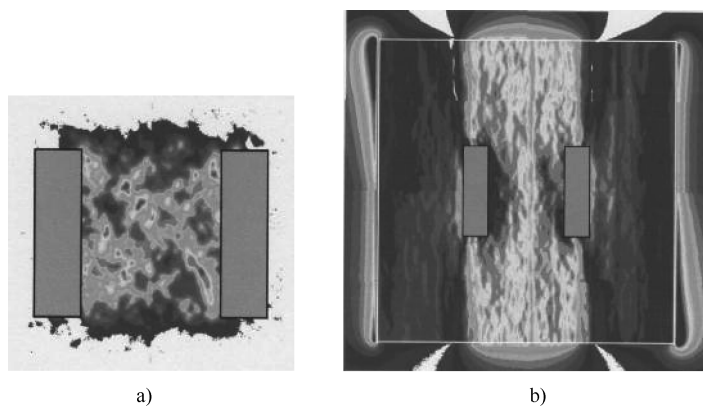


图 5.59 测试区域为  $9\text{cm} \times 9\text{cm}$  的垂直式轭铁和  $30\text{cm} \times 30\text{cm}$  片形样品 RSST 装置的磁场强度分布

a) 轧制方向, 测试区域为  $15\text{cm} \times 15\text{cm}$  b) 横向方向, 测试区域为  $35\text{cm} \times 35\text{cm}$

(来源于: Tumanski, S., *Przegl. Elektr.*, 81 (5), 32-34, 2005. )

单片测试仪可以用来测试二维特性。但是在这种情况下, 各向异性形状可能很大程度上影响到结果。由于形状各向异性的存在, 在与轧制方向切割呈  $30^\circ$  和  $45^\circ$  时测量  $300\text{mm} \times 100\text{mm}$  和  $300\text{mm} \times 25\text{mm}$  两样品得到结果是不同的 (Layland et al. 1996)。

设样品与轧制方向有一定角度是比较可靠的。但是在这种方法中, 样品制备是非常乏味, 并且会浪费很多材料。不过这种方法仍然被报道出来 (Shirkoohi 1994, Shirkoohi 1994, Shirkoohi and Arikat 1994, Tumanski 2002c)。图 5.60 和 5.61 描述了在不同角度时, 磁化对磁滞回线的研究结果。



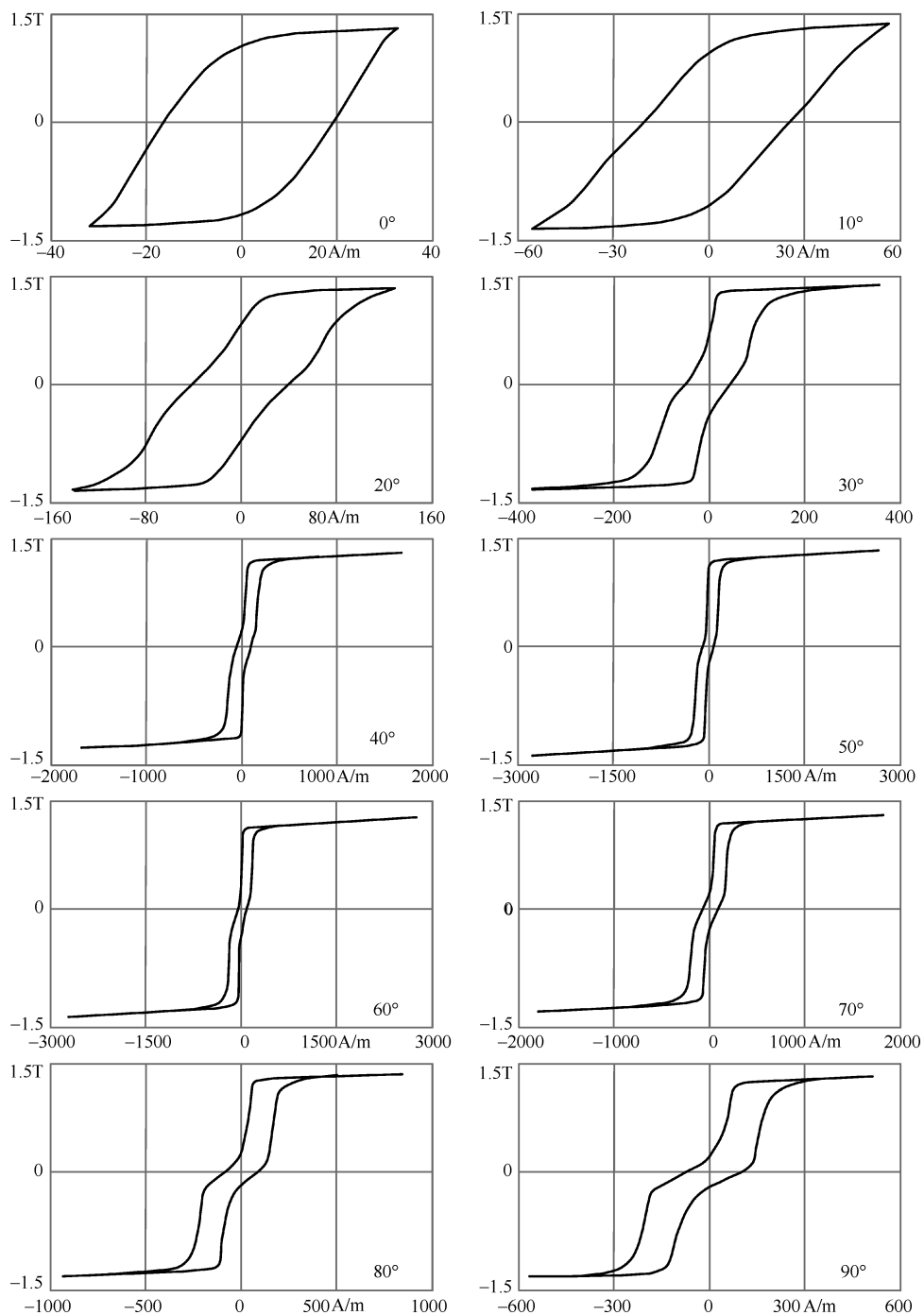


图 5.60 对晶粒取向型 M089 钢确定的一组磁滞回路（注意不同的水平标度）

（来源于：Tumanski, S., *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*,  
Ludenscheid, Germany, pp. 151-157, 2002.）

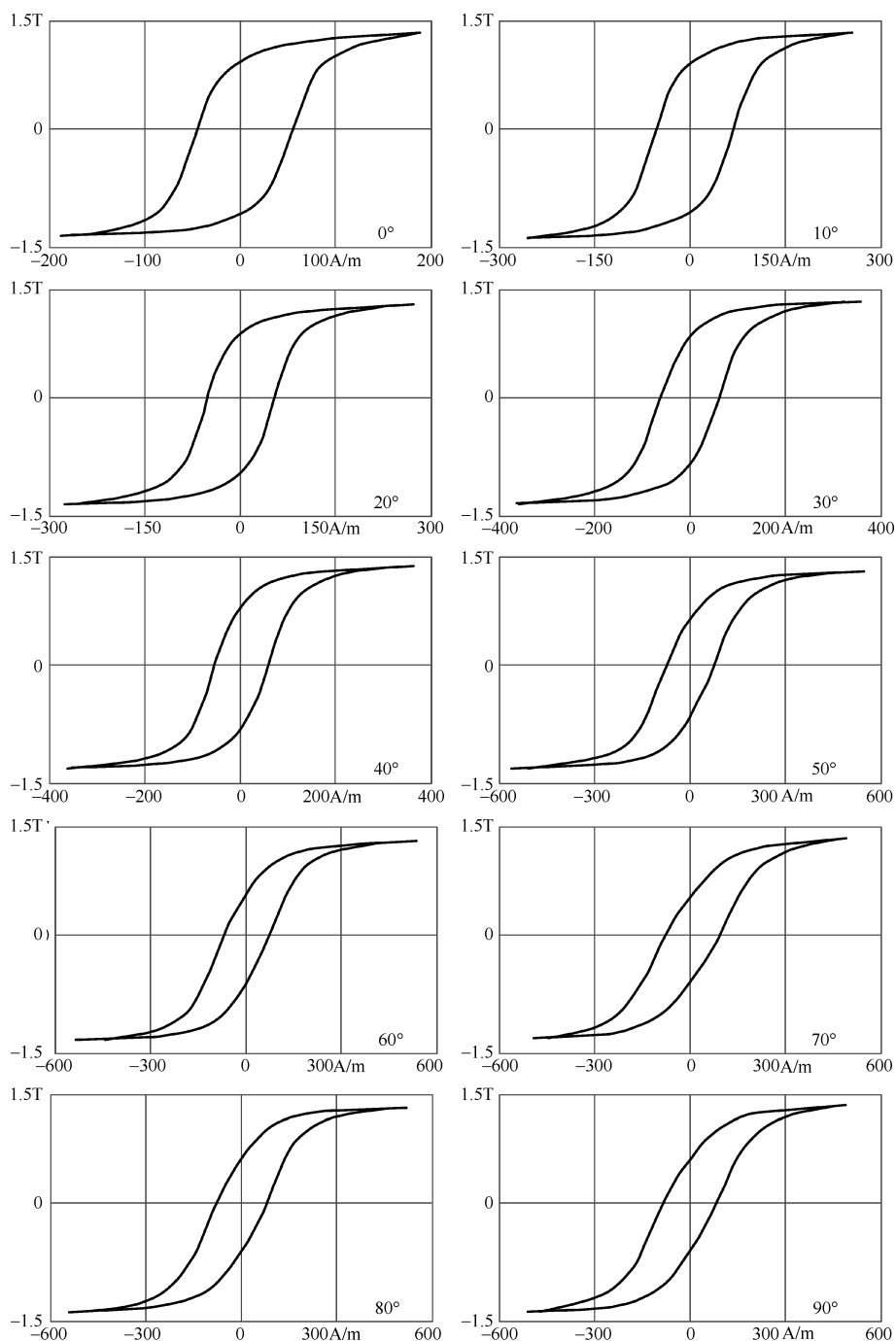


图 5.61 无取向型 M330 钢的一组磁滞回线（注意不同的水平标度）

（来源于：Tumanski, S., *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*,  
Lüdenscheid, Germany, pp. 151-157, 2002.）

在堆叠爱波斯坦方圈的支架时一定注意，支架保持相同的顺序（例如都在  $45^\circ$  方向）而获得的结果，与 X 型堆叠顺序（ $45^\circ$  和  $-45^\circ$ ，参见图 5.62）的测试结果显著不同（Nakata et al. 1984, Fiorillo et al. 2002）。另一方面，在 X 型堆叠顺序下，可以获得在叠片分层平面上完全闭合磁通，可仿真无限长的样品。这样就可以预测材料本身内在磁特性，而不需取决于样品尺寸。

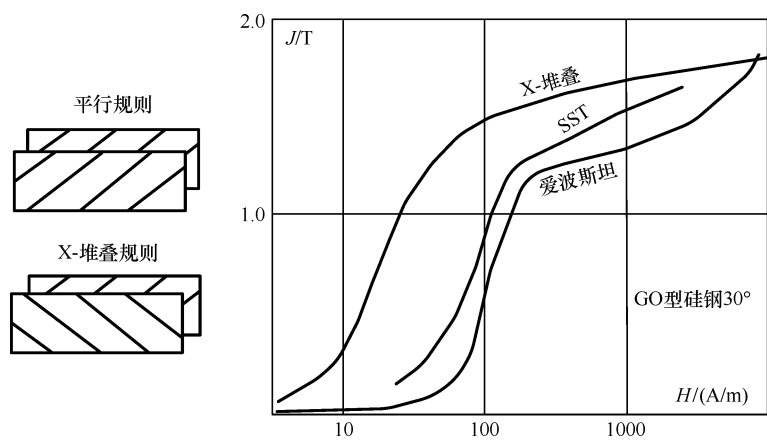


图 5.62 在 SST 和爱波斯坦装置上通过实验确定的磁化曲线（板材不同堆叠）  
（来源于：Fiorillo, F. et al. , *IEEE Trans. Magn.* , 38, 1467, 2002. ）

图 5.63 描述了另一种用于测量片形样品二维磁性能的系统。通过电脑控制轭铁旋转来改变磁场的方向。在这种情况下，不能使用平常推荐的对称轭铁。为了减小轭铁上磁极涡流影响，片材应该远大于轭铁，且测试区域应该远小于磁化区域。

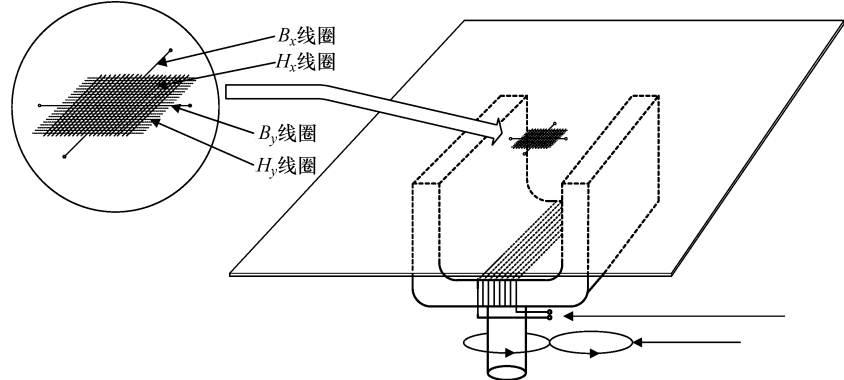


图 5.63 在任意方向上研究电工钢片材的测试装置  
（来源于：Tumanski, S. and Bakon, T. , *J. Magn. Magn. Mater.* , 223, 315, 2001；  
Tumanski S. , *IEEE Trans. Magn.* , 38, 2808-2810, 2002. ）

由传感器检测出相对于轧制方向的磁场分量（见图 5.64），也可计算出与磁化方向有关的分量。图 5.65 描述了与轧制及磁化方向相对应的测量磁导率和损耗

例子。磁化曲线的依赖关系和磁化方向上的功率损耗在前面章节中有过描述（图 3.18 和图 3.24）。

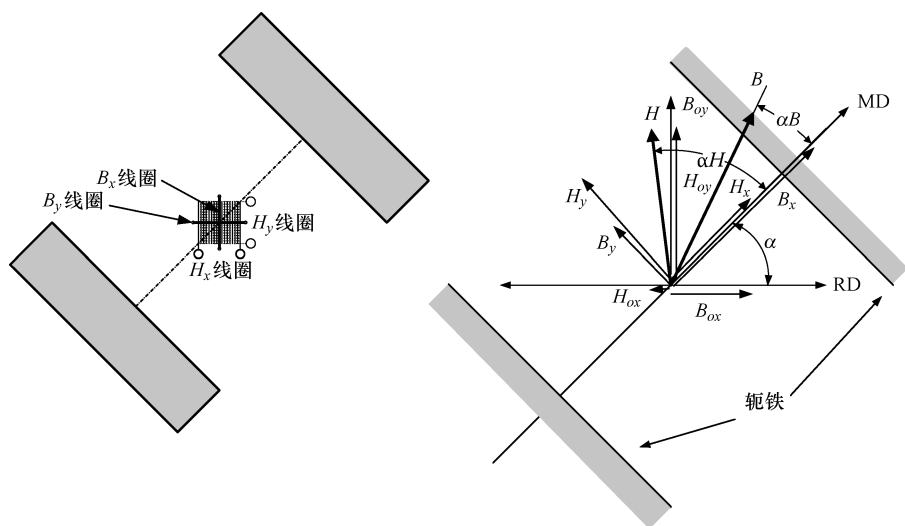


图 5.64 矢量传感器的结构：轧制方向（RD）和磁化方向（MD）； $\alpha$  为磁化角度； $H_{ox}$ ,  $H_{oy}$ ,  $B_{0x}$ ,  $B_{0y}$  分别是由传感器确定的场分量； $H_x$ ,  $H_y$ ,  $B_x$ ,  $B_y$  是磁场的计算分量。

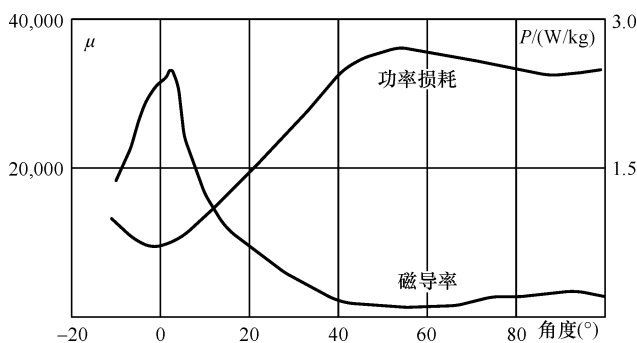


图 5.65 GO 型电工钢当  $B = 1.3\text{T}$  时通过试验确定的磁导率和功率损耗与磁化方向的对应关系

图 5.66 描述了在固定值极化下磁化角度与磁场强度的依赖关系。某些材料在  $55^\circ$  时展现出较差的特性，但另一些材料在  $90^\circ$  时展现出更差的特性。图 5.67 描述了称为各向同性无取向型材料的相似依赖关系。

当然，也可以使用针型传感器和 H 形扁平线圈传感器来确定二维参数局部分布（Enokizono et al. 1998）。同样，也提出了适合磁性材料三维性能测试的装置（参见图 2.192）（Zhu et al. 2002a, b, 2003, 2009）。

### 5.1.9 各向异性和纹理

各向异性的正确建模在磁性装置的设计中至关重要（Di Napole et al. 1983, Silvest-

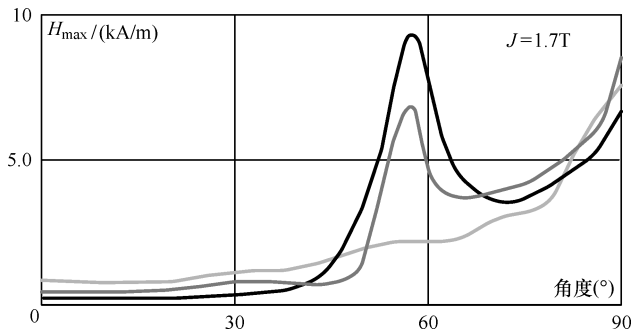


图 5.66 三级 GO 型电工钢中通过试验确定的磁场强度与磁化方向对应关系

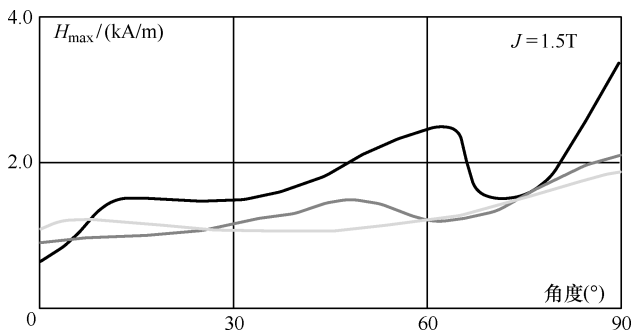


图 5.67 三级 NO 型电工钢中通过试验确定的磁场强度与磁化方向对应关系

er 和 Gupta 1991, Moses 1992, Liu 和 Shirkoohi 1993, Liu et al. 1994, 1996, Pera et al. 1993, Fard and Moses 1994, Shirkoohi and Kontopoulos 1994, Soinski and Moses 1995, Waeckerle et al. 1995, Moses and Soinski 1996, Jiles et al. 1997)。Liu 测试了各向异性材料的各种模型并且推论出多重曲线模型是最有效的。多重曲线模型至少考虑几个重要代表方向 (0°, 55°, 90°) 的磁特性, 如图 5.68 所示。

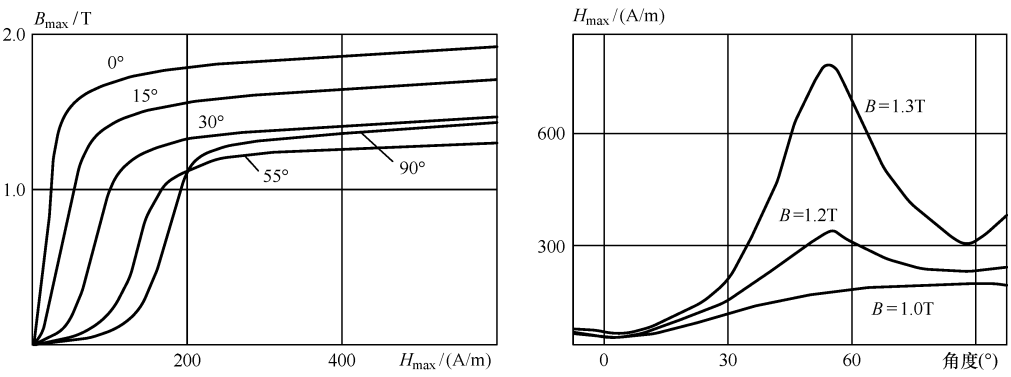


图 5.68 晶粒取向型钢磁化的特殊方向

IEC 标准 10106 仅仅描述了无取向型钢损耗的各向异性, 它考虑了轧制方向上功率损耗  $P_0$  和垂直于轧制方向上的损耗  $P_{90}$ :

$$\delta P = \frac{P_{90} - P_0}{P_{90} + P_0} \quad (5.36)$$

类似地, 可以定义出固定极化时磁化曲线的各向异性:

$$\delta H = \frac{H_{90} - H_0}{H_{90} + H_0} \quad (5.37)$$

但是在磁化方向上磁场强度的依赖关系是非常不规律的, 且仅仅给出关于边界条件 ( $0^\circ$  和  $90^\circ$ ) 的信息是明显不够的。因此, 建议把各向异性的定义扩展 (Soinski and Moses 1995, Moses and Soinski 1996) 到包含选定角  $\alpha$  的形式:

$$\Delta B = B_0 - B_\alpha \text{ 和 } \delta B = \frac{\Delta B}{B_0} \quad (5.38)$$

当然, 也可以使用描述立方晶体的 Akulov 等式中各向异性常数  $K$ , 来表示各向异性能量  $E_k$ :

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3)^2 \quad (5.39)$$

$\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  是对应于晶体轴线磁化矢量的方向余弦。

对磁性装置进行数字化设计时, 通常使用有限元方法 (FEM) 把各向异性考虑进来。使用有限元分析得到的最小化函数为 (Shen et al. 1987)

$$F = \int_{\Omega_0}^H B dH d\Omega + \int_{\Gamma} B_n \phi d\Gamma \quad (5.40)$$

式中  $\Omega$  是材料区;  $\Gamma$  是边界;  $B_n$  是磁感应强度的法向分量。

并且磁标量势  $\phi$  (标量磁位) 定义为

$$\mathbf{H} = -\text{grad} \phi \quad (5.41)$$

未知磁势  $\phi$  通过下述表达式来描述

$$\phi(x, y, z) = \sum_{i=1}^n \alpha_i(x, y, z) \phi_i \quad (5.42)$$

式中,  $n$  是节点的数量。

最终的雅克比矩阵为 (Shen et al. 1987)

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \phi_i \partial \phi_j} = \int_{\Omega} \text{grad}^T \alpha_i \frac{\partial B}{\partial H} \text{grad} \alpha_j d\Omega + \int_{\Gamma} \alpha_i \frac{\partial B_n}{\partial \phi} \alpha_j d\Gamma \quad (5.43)$$

这里, 各向异性材料由增量磁导率张量  $[\partial \mathbf{B} / \partial \mathbf{H}]^T$  来描述。

不同模型各向异性建立在实验确定的磁化曲线簇基础之上 (与图 5.68 描述的类似)。Di Napoli 和 Paggi (1983) 建议做出磁场强度固定时矢量  $B$  的轨迹 (见图 5.69), 并且用一个椭圆来代替

$$\frac{B_x^2}{a^2} + \frac{B_y^2}{b^2} = H^2 \quad (5.44)$$

式中,  $a = \mu_x$ ,  $b = \mu_y$ ,  $\mu_y = \eta \mu_x$ 。

磁导率张量为

$$\mu = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & r & 0 \\ 0 & 0 & r \end{bmatrix} \mu_x \quad (5.45)$$

等式 (5.43) 中的微分项为 (Shen et al. 1987)

$$\frac{\partial B_i}{\partial H_j} = r\mu_x \frac{\partial H_i}{\partial H_j} + r_i H_i \left( \frac{\partial \mu_x}{\partial H^2} \frac{\partial H^2}{\partial H_j} \right) = r_i \mu_x \frac{\partial H_i}{\partial H_j} + 2r_i H_i H_j \frac{\partial \mu_x}{\partial H^2} \quad (5.46)$$

在椭圆形模型中材料由一条曲线表示, 比多曲线模型中多种实验数据对比有利。但只有在矢量  $B$  和  $H$  之间无相位差时才可建立椭圆模型, 否则就会导致严重的误差。因此, 基于能量最小化理论建议使用其他模型 (Silvester and Gupta 1991, Pera et al 1993a, b)。根据这个理论, 矢量关系  $B(H)$  与一个共能量代表相等, 该共能量定义为

$$w' = \int_0^H B(H) dH \quad (5.47)$$

其中,  $w'$  是储存在材料中的电磁共能量密度, 它取决于应用磁场强度矢量  $H$ 。磁感应强度  $B$  可以定义为

$$B(H) = \text{grad}_H w'(H) \quad (5.48)$$

共能量等值线可由下述关系式来描述

$$f(H_x, H_y) = \left( \frac{H_x}{H_{x0}} \right)^n + \left( \frac{H_y}{H_{y0}} \right)^n = 1 \quad (5.49)$$

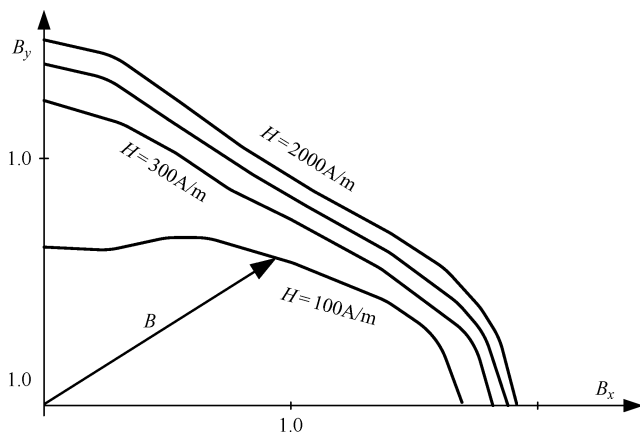
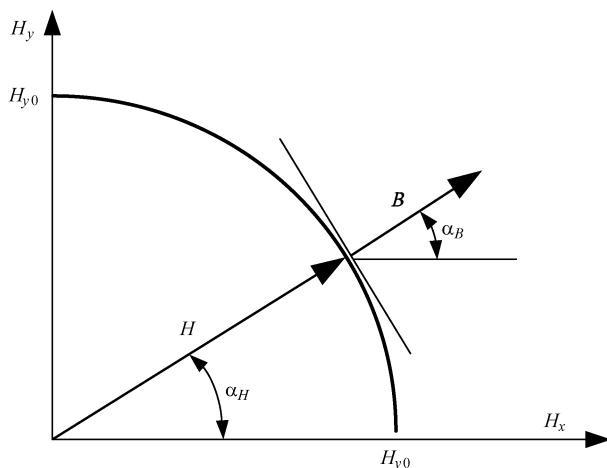


图 5.69 各向异性的椭圆模型——对应不同磁化方向磁感应强度的轨迹

(来源于: Liu, J. et al., IEEE Trans. Magn., 30, 3391, 1994.)

图 5.70 给出了式 (5.49) 的图形化表达形式,  $H_{x0}$  和  $H_{y0}$  分别代表轧制方向和横向的磁场强度。确定指数  $n$  是为了获得最大能量与难磁化方向对应的条件。如果知道任意一点上  $B$  矢量垂直于共能量的等值线, 就可确定出该点磁感应强度的方向。

图 5.70 通过共能量等值线来确定  $B$  的方向(来源于: Pera, T. et al., *IEEE Trans. Magn.*, 29, 2425, 1993a.)

共能量模型只是一个简化的模型, 因为其建立在假设材料在非磁滞情况下。因此, 最准确的各向异性 FEM 计算模型是通过实验获得的多重曲线模型。可以确定出磁阻率曲线簇, 可以用于 FEM 计算当中 (Liu and Shirkoohi 1993, Shirkoohi and Kontopoulos 1994) (见图 5.71)。

现代二维测试装置可通过实验来获得磁阻率张量的所有分量。在这种情况下, 不需要对各向异性进行建模, 计算存在的问题是大量数据需要存储在内存中。因此, Moses 提出了交互建模, 让 FEM 数据包与测量装置相连接 (Moses 1992)。

在各向异性测量中, 通常需要确定不同磁化方向下磁特性之间的差异。从物理学观点看, 确定各向异性系数 [根据等式 (5.39)] 和各向异性

难、易磁化轴方向一样令人感兴趣。最近, 由于测量各向异性的各种 RSST 和二维测量装置的发展 (参见图 5.57 和图 5.66) 这种测量方法的重要性已经大大减弱。但是这些装置都相对复杂和昂贵, 所以不适用于较小的样品, 例如薄膜元件。因此, 其他一些专门用于测试各向异性的方法也发展起来。

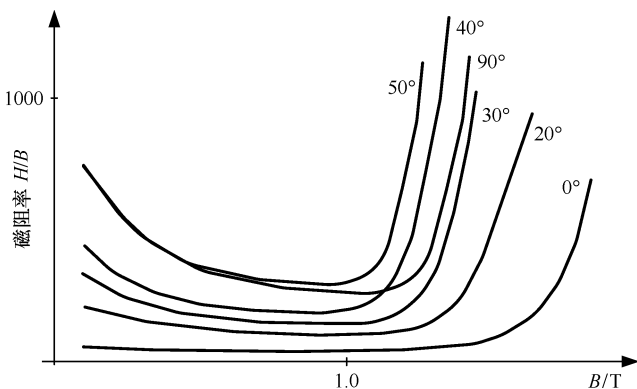


图 5.71 不同磁化方向的各向异性磁阻率曲线

(来源于: Shirkoohi, G. H. and Kontopoulos, A. S., *J. Magn. Magn. Mater.*, 133, 587, 1994.)



一个最古老的方法就是扭力磁力计 (Kouvel and Graham 1957, Zijlstra 1967, Tejedor et al. 1990, Cornut et al. 2003)<sup>⊖</sup>。将圆盘形或球形 (为了减少形状各向异性的影响) 样品悬挂在旋转磁场中 (参见图 2.196)。作用在样品上的扭矩与能量的导数成比例  $\tau = dE/d\theta$ ,  $\theta$  是一个与适当的轴有关的旋转角度。因此对于戈斯纹理样品能量为 [参见式 (2.28)]

$$E = K_0 + \frac{1}{4}K_1(\sin^4\theta + \sin^2 2\theta) + \frac{1}{4}K_2(\sin^4\theta \cos^2\theta) \quad (5.50)$$

扭矩为 (Cullity 和 Graham 2009)

$$\tau = -\frac{dE}{d\theta} = -\left(\frac{K_1}{4} + \frac{K_2}{64}\right)\sin 2\theta - \left(\frac{3K_1}{8} + \frac{K_2}{16}\right)\times \sin 4\theta + \frac{3K_2}{64}\sin 6\theta \quad (5.51)$$

图 5.72 给出了该扭矩曲线的例子。从这个曲线当中, 可以直接获得主轴和各向异性系数 (例如通过应用傅里叶分析)。

为了得到角  $\theta$  (磁化方向和易磁化轴方向夹角) 和角  $\varphi$  (磁场方向和易轴方向之间的) 相等的条件, 旋转磁场应该足够大。这就是有时候在扭力磁力计中要用到 Halbach 磁铁 (Cornut et al. 2003) 的原因。假如这点不满足, 就要引进行相应的校正 (Fiorillo 2004)

$$\theta = \varphi - \sin^{-1} \frac{\tau(\varphi)}{\mu_0 M_s H} \quad (5.52)$$

扭矩取决于极化的垂直分量。除了扭矩, 也可测量缠绕在圆盘形样品线圈上的感应电压如图 5.73 所示。Ingerson 最初提出了这种原理 (Ingerson 和 Beck 1938), 后来得到了改进 (Matheisel 1973, Soinski 1984)。圆盘形样品在电磁铁产生的交变磁场中转动。获得的角度依赖关系与扭矩非常相似。

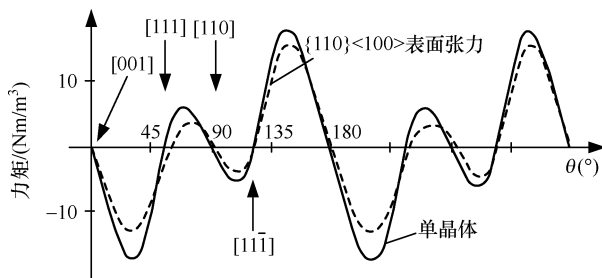


图 5.72 单晶体和特定结构多晶体的扭矩曲线  
(来源于: Graham, C. D., 特定结构磁性材料, in *Magnetism and Metallurgy*, Academic Press, New York, Chapter 15, 1969.)

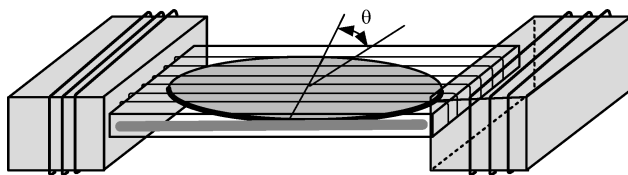


图 5.73 电磁感应各向异性测量仪  
(来源于: Soinski, M., *IEEE Trans. Magn.*, 20, 172, 1984.)

⊖ 通常力强计被当作测量磁场的装置。但是还存在一种也称为磁力计的特殊类型测量装置, 例如标准 Foner 磁力计 (在以后会详细讨论)。

图 5.74 给出了测试大型片材各向异性的测量系统。因为轭铁是旋转的，所以肯定是不对称的，且 B 型线圈缠绕在电极附近的轭铁上。因此，测量磁感应强度的准确性较差，但是比较测量还是可以接受的。H 型扁平线圈可作为磁场强度传感器来使用。在现存的系统中，使用  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$  小型 MR 传感器可以从一个纹理到另一个纹理的测试各向异性曲线。

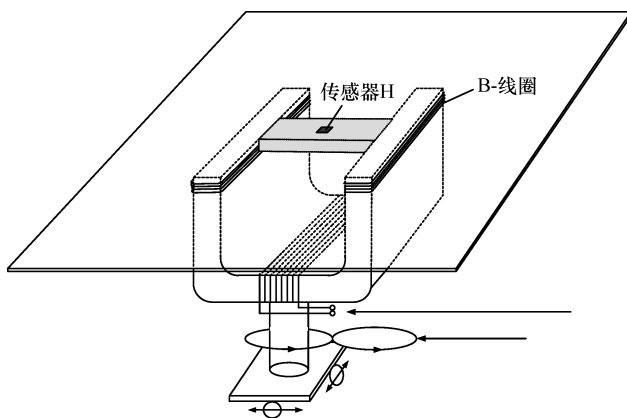


图 5.74 用于测试各向异性在平面内分布的装置  
(来源于: Tumanski, S., *IEEE Trans. Magn.*, 38, 2808-2810, 2002.)

图 5.75 给出了使用图 5.74 所示装置，测试相同片材钢磁化方向上磁场强度依赖

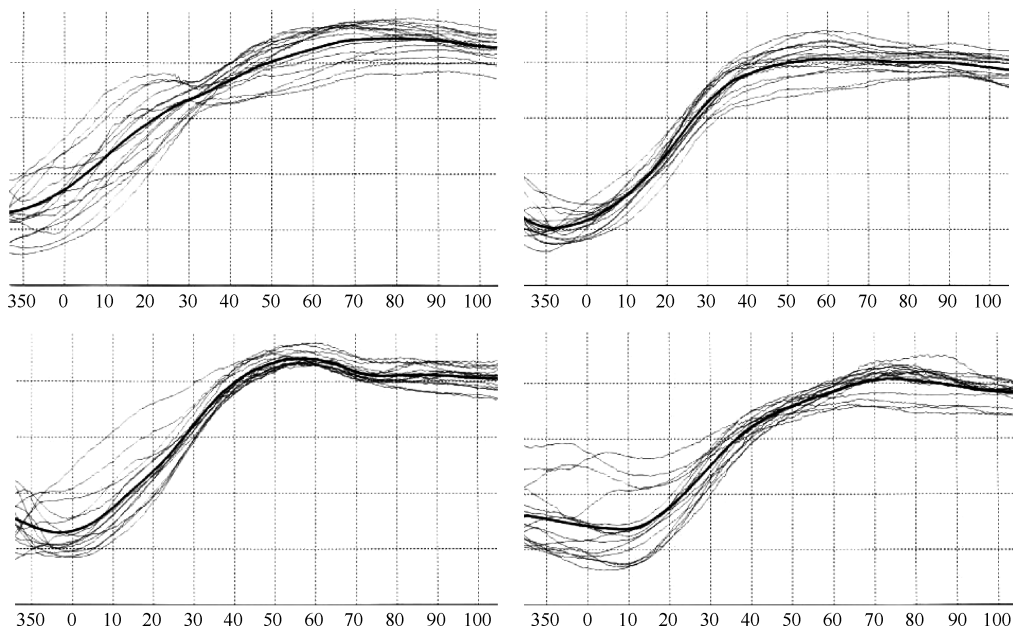


图 5.75 同一晶粒取向片材的四种不同区域上各向异性曲线  $H=f(\theta)$  局部分布的例子

关系的例子。样品是由不同结构和不同各向异性轴方向许多晶粒所组成的多晶体。戈斯纹理仅仅在左下角位置处于支配地位；图中显示出 $0^\circ$ 时是易磁化轴方向， $55^\circ$ 时是难磁化轴方向。

单晶样品和多晶样品扭矩曲线是不同的，多晶样品结果由许多晶粒平均得来的。术语“纹理”通常可用于描述晶体的取向。纹理也意味着与坐标系有关的大多数晶粒优先取向。例如，假如样品表现出戈斯纹理，那就意味着大多数晶粒具有 $(100) [100]$ 的晶体取向。但是在多晶样品中会同时存在任意取向和戈斯取向的晶体，但与轧制方向呈不同的角度。纹理显示出多晶样品有不同数量和类型的各种分量。

X射线方法或者中子衍射方法通常可用于纹理分析 (Wecker and Morris 1978, Wenk and Van Houtte 2004)。主要使用的是 Laue 方法，X射线束从晶体阵列的原子中反射出来。目前常用的 Laue 方法有两种：穿透法和背射法，如图 5.76 所示。

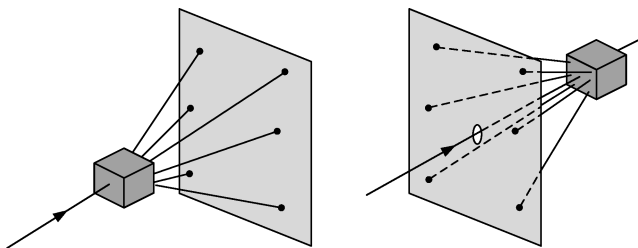


图 5.76 晶体阵列上 X 射线的透射和反射

极像图是晶体取向的结果，是由于衍射而产生的（参见图 2.20）。

目前有很多分析纹理模式的先进方法，可以定量地确定晶粒尺寸、晶体取向和纹理类型。

图 5.77 描述了完美戈斯纹理（三角形）和几种取向错误晶粒的极像图。根据“斑点”的位置，可以确定失向角度。

图 5.78 描述了再结晶前后晶粒结构和对应的极像图。可以观察到正确取向的晶粒增长。图 5.79 描述了以晶粒尺寸分类的相似图形。可以观察到较小尺寸的晶粒在戈斯取向向上产生较大的偏离。

代替点描述方式，经常建立一种图。图 5.80 描述了标准的  $\{100\}$  平面上磁极的分布。加热以后（再结晶），可以观察到纹理的改变。

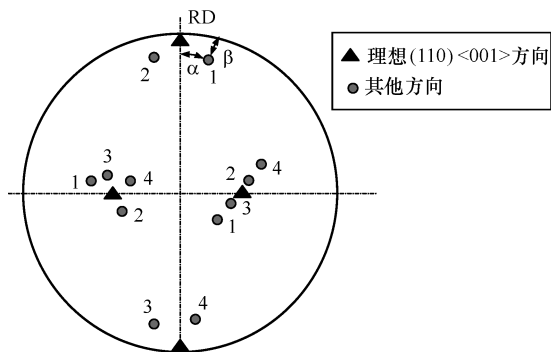


图 5.77 立体投影展示了典型 SiFe 晶粒的取向和偏向角 (来源于: McCarthy, M. et al., *J. Appl. Phys.*, 38, 1096, 1967.)

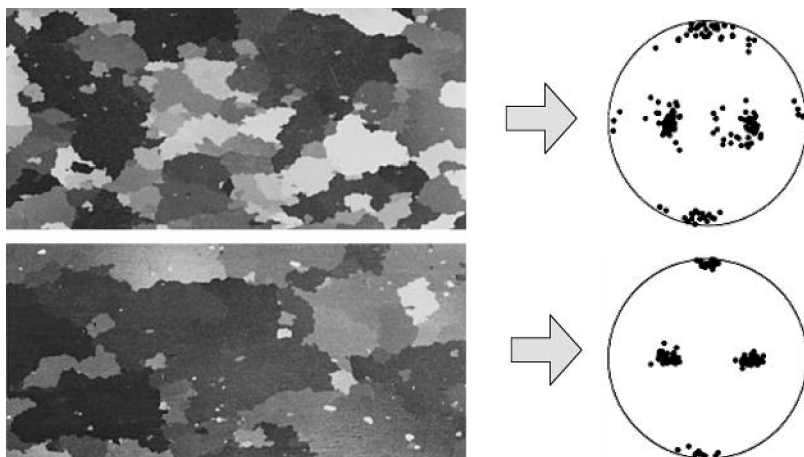


图 5.78 二次再结晶前后的晶粒取向和对应的衍射图  
(来源于: Kumano, T. et al., *ISIJ Int.*, 43, 736, 2003.)

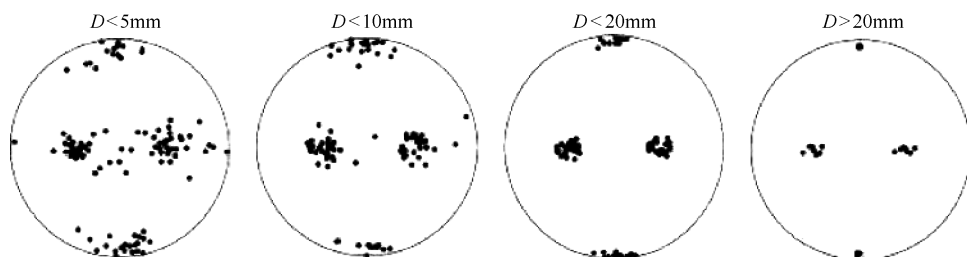


图 5.79 以晶粒尺寸  $D$  分类的样品的极像图  
(来源于: Kumanno, T. et al., *ISIJ Int.*, 42, 440, 2002.)

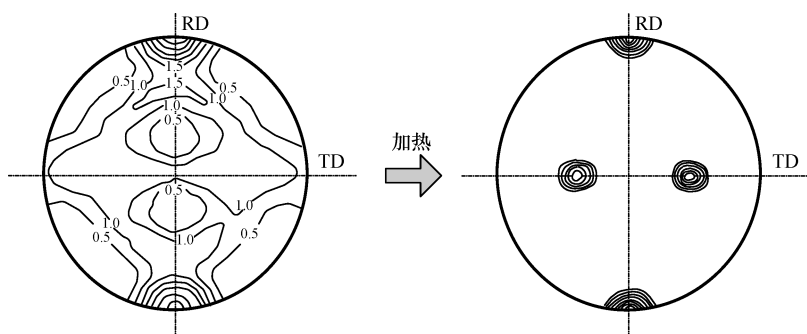


图 5.80 以晶粒尺寸  $D$  分类的样品加热前后记录的  $\{100\}$  极像图  
(来源于: Kawasaki, K. et al., 通过使用同步加速器射高速和高解析度地发射晶粒新型极像图的发展以及将在高温下观察电工钢片和软钢片, *Nippon Steel Technical Report*, NO. 69, 1996.)

## 5.2 软磁性材料的直流测试

### 5.2.1 模拟和数字磁通计

通常，推荐在与将来应用相似的条件测试磁性材料。出于这个原因，经常进行一些直流磁场下软磁性材料的测试，尽管相比交流激励下它要困难得多。并且，在直流条件下测试会带来一些测试材料“初始”特性的信息——不受涡流和其他动态的影响。

直流激励条件下，主要问题是如果磁通量不变化，基于法拉第定律的线圈传感器就不工作。因此，为了从线圈上获得输出信号，需要以某种方式使磁通量变化：

$$E = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (5.53)$$

可以通过去掉磁通量<sup>①</sup>或者通过从磁场中移出传感器来引入磁通量变化。测量磁通量不能使用一般的电压表，因为输出信号很快会消失，并且其数值取决于磁通变化率。但是假如使用积分装置，就可以获得

$$\Delta \Phi = \int E dt \text{ 或者 } \Delta B = \frac{1}{nA} \int E dt \quad (5.54)$$

早期为了测量磁感应强度，通常使用冲击检流计、磁通计或者韦伯计等特殊仪器。冲击检流计专门增加了转动惯量或者阻尼系数，可以测量通过探测线圈的电荷量（因此其对脉冲信号进行了积分）。近些年来，基于这种原理的设备已经过时，被电子装置（通常称为数字磁通表的数字化装置）所替代。

目前，存在许多种商用数字积分器，这些仪器通常用于测量磁场（应采用感应线圈传感器）、电流（应用 Rogowski 线圈传感器）和磁性材料的直流测试。

有几种方法可以用来设计数字磁通计：

- 1) 使用基于运算放大器积分器，然后进行模拟-数字量转换。
- 2) 把脉冲信号转换成数字形式然后对其进行数字积分。
- 3) 把模拟信号转换成频率，并且进行脉冲计数。

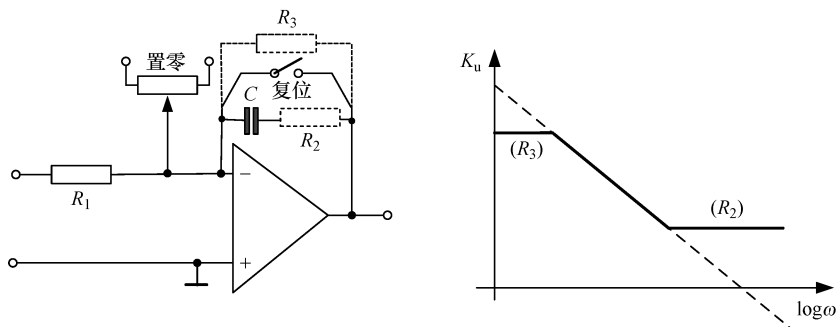
简易磁通计解决方案可采用如图 5.81 所描述的积分放大器。该电路输出信号为

$$V_{\text{out}} = \frac{1}{R_1 C} \int_{t_0}^{t_0+T} V_{\text{in}}(t) dt + V_0 \quad (5.55)$$

在应用模拟积分放大器时一个重要的问题就是其零点漂移（Stata 1967）。因此，这种磁通计需要零点校正（通过一个“复位”开关来短路电容器），这足够用于短时间的测量过程。但有时需要测量持续多达数千秒的脉冲（Spuig et al. 2003），此时推荐使用自动置零的精密放大器。

图 5.82 描述了无取向钢测试中记录的爱波斯坦方圈输出信号。积分放大器电阻  $R_1$  的典型值取  $10\text{k}\Omega$ （Scholes 1970）。电容为 1 或  $10\mu\text{F}$ （对应磁通计范围 10 或  $100\text{mWb}$

① 如果移出线圈去掉磁通，磁通变化为  $\Delta\phi$ ；如果反转测量线圈，磁通变化为  $2\Delta\phi$ 。


 图 5.81 积分放大器及其频率特性（选择电阻  $R_2$  和  $R_3$  可改变频率特性）

的时间常数  $RC = 10$  或  $100\text{ms}$ ）。输出信号  $10\text{V}$  时非线性误差会小  $0.2\%$ ，零点漂移小于  $5\mu\text{Wb/min}$ 。感应脉冲波形很大程度上取决于一次绕组的电阻和切换速度（Bajorek et al. 2004）。

当积分电路是电脑测量系统的一部分时，能更好地利用数字方式实现测量。因为测量信号是一系列脉冲，所以需要较高采样率，且模拟—数字转换器具有较高的位数。例如测量材料特性时，推荐采用 16 位和  $250\text{kS/s}$  速率的转换器（Yamamoto et al. 1994, Gozdur 和 Majocha 2010），数值积分算法同样占有很重要的地位（Davis et al 2007）。通过对不同积分算法进行的测试（Papamarkos, and Chamazas 1996, Nam Quoc Ngo 2006, Tseng 2006），如图 5.83 所示，在其他的梯形算法中，采样间隔  $T$  采用插值

$$H_T(z) = \frac{T(1+z^{-1})}{2(1-z^{-1})} \quad (5.56) \ominus$$

Simpson 算法当中采样间隔用一个多项式插值：

$$H_T(z) = \frac{T(1+4z^{-1}+z^{-2})}{3(1-z^{-2})} \quad (5.57)$$

表 5.2 给出了测量正弦信号时应用不同积分

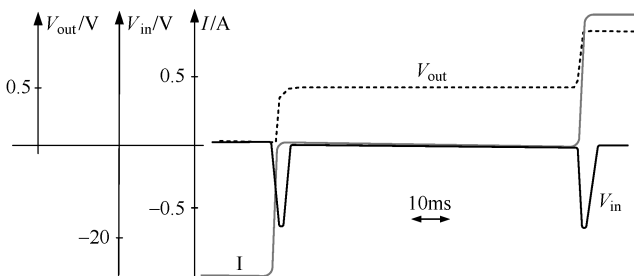


图 5.82 把磁化电流从  $-1\text{A}$  切换到  $0\text{A}$ ，再从  $0\text{A}$  切换到  $1\text{A}$  时记录的爱因斯坦方圈上信号  
（ $V_{\text{in}}$ ,  $V_{\text{out}}$  是积分放大器的输入和输出信号）

（来源于：Bajorek, J. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 80, 161, 2004.）

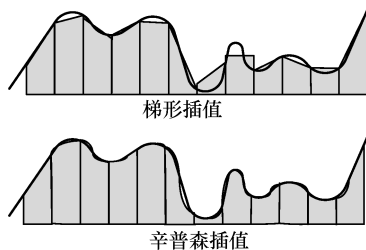


图 5.83 数值积分算法的两个例子

⊖  $H(z)$  是  $z$  变换，或更确切地说是脉冲响应的  $z$  变换。





#### 4) 使用标准互感器。

在第一种方法中，准确测定时间和幅度就足以精确测量矩形脉冲。积分器测量出电压  $\times$  时间。Walker 科技公司 (Laboratorio Elettrofisico) 提供了精确度为 0.05%、脉冲范围为  $100\mu\text{Vs}$  到  $1\text{Vs}$  的精确伏秒发生器 MTC-1。

在第二种方法中，使用磁通计来测量磁场是非常明智的。从磁铁气隙或 Helmholtz 线圈中，根据关系式  $N = S_c C \Delta B$  可准确地得到磁通表常数  $C$ ，其中  $N$  是磁通表（输出信号）指示值， $S_c$  是线圈传感器的灵敏度系数。也应该考虑到移出（或放入）“已知”磁场时实际引起  $\Delta B = B - B_0$  的变化，其中  $B_0$  是外部磁场（例如地球磁场）。为了使地球磁场影响最小，校正应该沿着东—西方向进行，并使用标准磁场的两种极化进行重复测试。

假如使用电容  $C$  来校正磁通表，可以假定事先加载电压  $V$  给电容器充电，充电电荷  $Q = CV$  会引起磁通变化量  $\Delta\Phi = CVR$  ( $R$  是电路电阻，也是磁通表的输入电阻)。

图 5.85 给出了用于测量磁性材料系统中，校正磁通表的常用方法。假如连接互感器替代被测铁心，在互感器一次绕组上电流变化会导致二次绕组上磁通变化

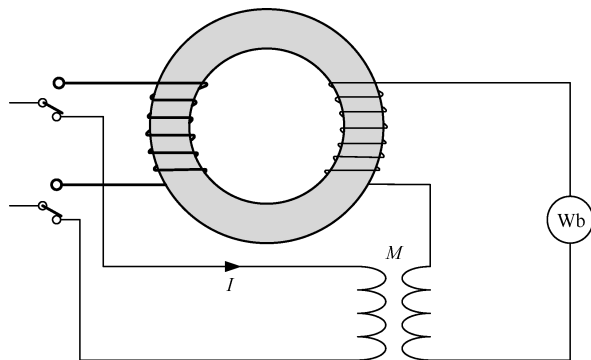


图 5.85 磁性材料测试电路中用于校正磁通表的互感器  $M$

$$\Delta\Phi = M\Delta I \quad (5.58)$$

为了消除互感器线圈和测试样品电阻的不同影响，通常在测试样品的试验电路中考虑互感系数。

现在市场上有许多商用数字磁通计型号，例如：Lakeshore 的 480（参见图 5.86）、Metrolab 的 PDI5025、Magnet Pphysik 的 ED5、Brockhause 的 F10、Magsys 的 F2 或者厦门宇翔磁性材料的 CST7。大部分仪器都安装了自动漂移补偿，某些甚至提供了许多附加功能，如控制线圈传感器运动或者软件支持磁性材料的测量。

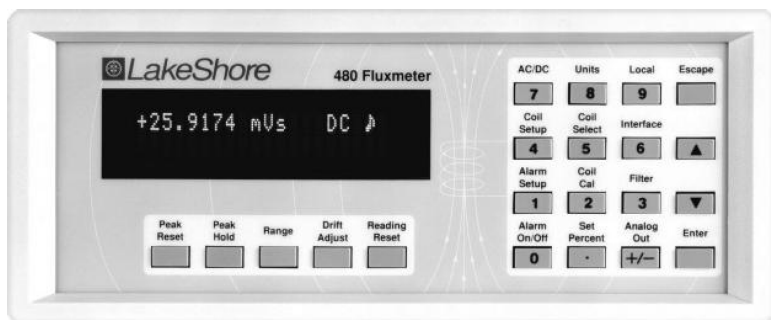


图 5.86 Model480 型磁通计 (Courtesy of Lake Shore Cryotronics, Inc.)



### 5.2.2 软磁性材料的点对点直流测试

对软磁性材料的直流测试来说，可以使用与交流测试中相同的样品，包括爱波斯坦方圈或环形铁心。与交流测试比较主要有如下不同：

- 1) 为了测量磁感应强度，应该使磁场强度产生步进式变化。
- 2) 对交流测试来说，每个周期磁通都形成一个磁滞回线，因此应该测量磁滞顶点间的距离。对直流测试来说，磁通是一步一步地沿着磁滞回线变化，因此沿着一个方向变动是非常重要的（为了避开较小的磁滞回线）。

图 5.87 描述了用于磁性材料直流测试的典型电路。开关 S1 引起磁场的变化为  $\Delta H$ 。开关 S2 可以颠倒极性。在本图中我们可采用手动调节磁场。当然，为了引起磁场强度的变化，也可以采用电脑控制双极性供电单元（通过切换 S2 可以改变磁场极性，磁场的变化为  $+H \rightarrow -H$ ）。单独绕制的绕组为了在直流磁场作用下给铁心附加一个偏置电压  $U_0$ 。这个偏置电压是非常有用的，例如可用于磁滞回线的确定。

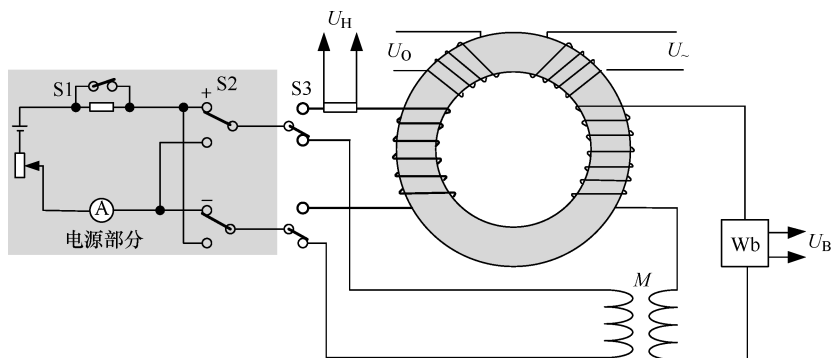


图 5.87 软磁性材料直流测试的典型电路

在图 5.87 中，绕组由交流电流供电，该绕组能使样品退磁。通常，也作为同一个直流磁化的一次绕组。

图 5.88 描述了确定磁化曲线的方法。退磁后样品（采用幅度递减的交流磁场磁化）首先通过多次直流换向磁场磁化。这样就稳定了磁化条件，然后一步一步增加变化的磁场，例如  $0 \rightarrow A$ ， $A \rightarrow B$ ， $B \rightarrow C$ 。使其保持在一个方向连续变化是非常重要的（例如一直增大磁场）。在图 5.88 描述的方法中，这样改变磁场可获得相应的磁感应强度增加（否则在接近饱和时测量分辨力会很差）。

图 5.89 描述了一个确定磁滞回线的例子。其中一种方法就是一步一步改变磁场，例如： $a \rightarrow A$ ， $A \rightarrow B$ ， $B \rightarrow C$ （与图 5.88 中描述的类似）。但是如果只是使磁场强度少量的改变，磁通计输出信号  $\Delta B$  也是非常小的。图 5.89 描述了另一种不同的方法。每次都返回到点“a”，并从这个点开始让磁场强度做不同的变化，例如： $a \rightarrow A$ ， $a \rightarrow B$ ， $a \rightarrow C$  等。在到达剩磁（点 D）之后，改变极性并继续改变磁场强度，例如： $a \rightarrow E$ ， $a \rightarrow F$ 。在图 5.89 所描述的方法中，随着起始点变化可确定磁滞回线的第二象限部分，这种变化是由  $D \rightarrow E$ ， $D \rightarrow F$  等。

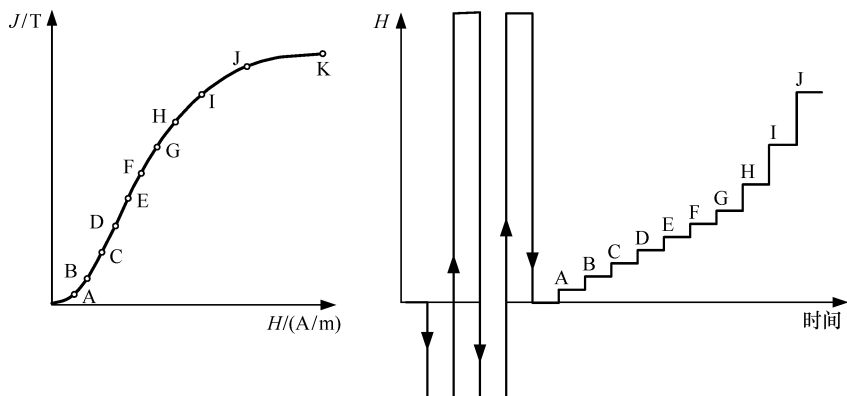


图 5.88 确定磁化曲线的方法

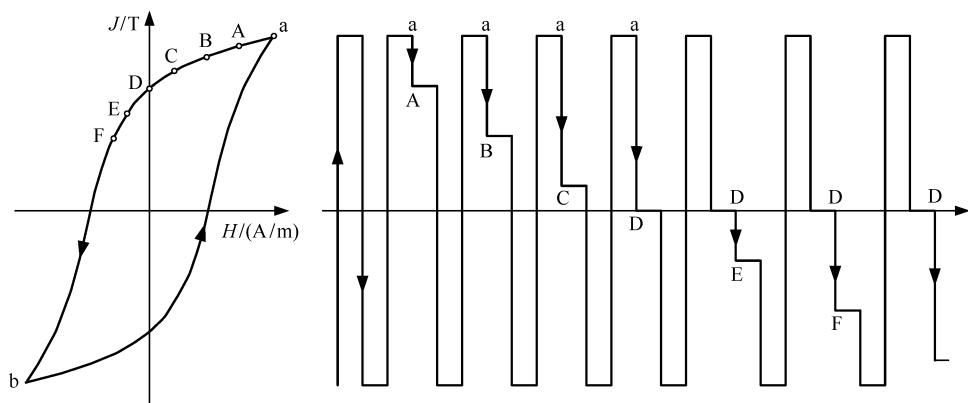


图 5.89 确定磁滞回线方法的例子

图 5.90 描述了用于确定非滞后磁化曲线的方法。每次用递减的交流场来退磁样品，而不用偏置不同的直流磁场。对于每个偏置，通过从一点到固定点 A 的磁感应强度变化  $\Delta B$  来确定磁感应强度。

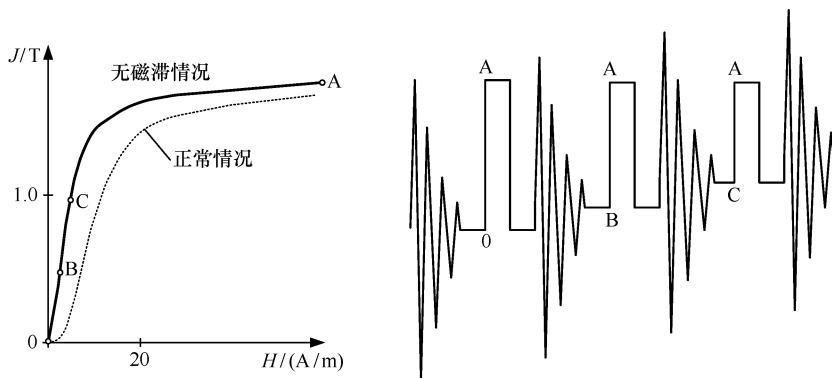


图 5.90 用于确定非磁滞曲线方法的例子

上述确定磁滞回线或磁化曲线的方法比较复杂。如果使用现代电脑控制的双极电源,这种方法就相对简单并且迅速。

### 5.2.3 软磁性材料的连续准静态测试

通过非常低频率下交流测试的经典方法,可确定软磁性材料的静态磁特性。问题是多大频率才是最适合仿真直流条件:1、0.1或0.01Hz?图5.91描述了由实验确定的低频下磁滞回线结果。在10和1Hz之间,差别是非常明显的。但是在1和0.1Hz之间,差别却是很难观察到的。

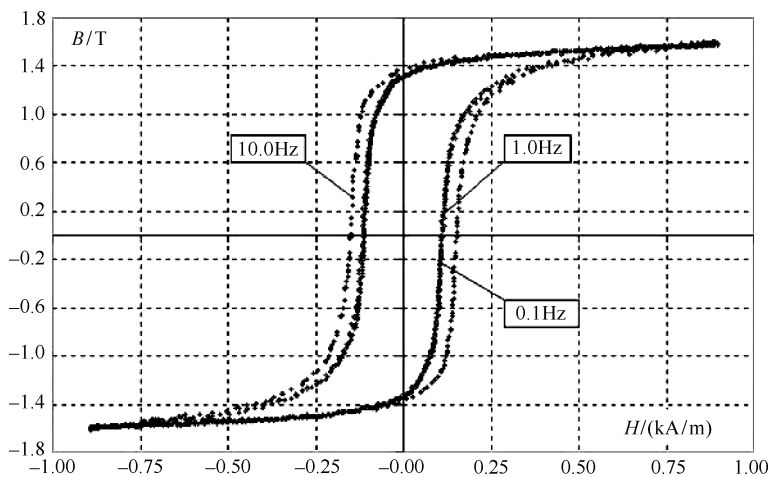


图 5.91 在低频下确定的准静态磁滞回线

(来源于: Gozdur, R., *Przegl. Elektrotech.*, 80 (2), 147, 2004; Gozdur, R. and Majocha, A., *Przegl. Elektrotech.*, 83 (1), 134, 2007.)

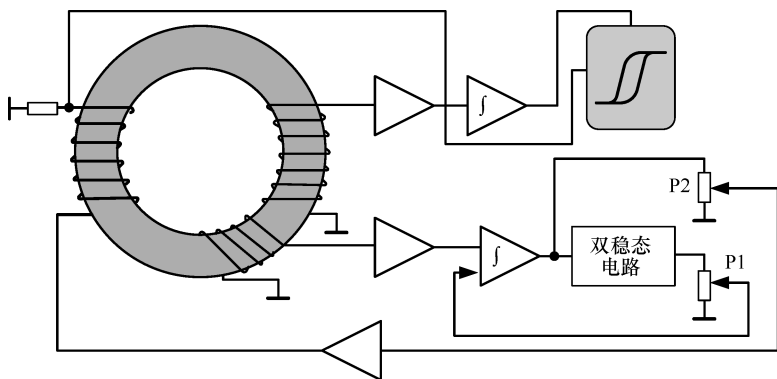
直流磁滞回线和交流磁滞回线之间的主要差异来源于涡流。用标准关系式来描述,取决于厚度  $t$  和传导率  $\gamma$  的涡流磁场

$$H_{\text{eddy}} = \frac{\gamma t^2}{8} \frac{dB}{dt} \quad (5.59)$$

当磁感应强度为 1.5T,  $f=0.1\text{Hz}$ , 厚度为 1mm 时,得到的磁场强度为  $H_{\text{eddy}} = 0.75\text{A/m}$  (Fiorillo 2004), 这是一个不可忽略的值。此外, Fiorillo (2004) 论述了取决于磁场变化速度的动态畴运动。这可能会引起磁通计测磁性材料准静态性能的差异。

磁化磁场应该尽可能慢地增大或减小,并不推荐使  $dH/dt$  保持固定比率 (Fiorillo 2004)。对于三角形磁感应强度信号建议保持  $dB/dt$  等于常数。图 5.92 描述了一个满足这个条件磁滞回线的例子。双稳态电路发出矩形信号和附加绕组  $dB/dt$  信号之差被送回到积分放大器中。这样的反馈能使两者差别较小,且采用适当的磁化电流确保磁感应强度  $dB/dt$  保持线性变化。对某些材料,通过实验选择的循环时间需要长达 20min。可以通过电位计 P1 来选择这个值,而最大值则要通过电位计 P2 来选择。

连续磁化通常比一步一步磁化方法要困难,但可使我们观察到,不能用磁通计方

图 5.92 用于低频和  $dB/dt$  为常数情况下的测量系统(来源于: Mazzetti, P. and Soardo, P., *Rev. Sci. Instrum.*, 37, 548, 1966.)

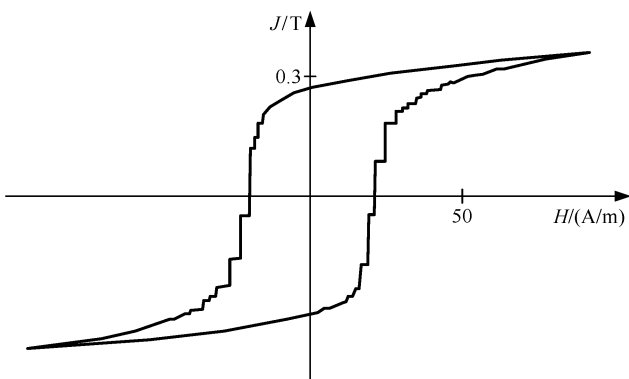
法探测到的物理现象。在图 5.93 所描述的例子中,磁滞回线上巴克豪森跳变是非常明显的。

对软磁性材料进行准静态测试的优点是:使用相同的测试装置可以在中频段如低频下一样研究样品。其中一个例子是由 Birkelbach et al. (1986) 提出的测量系统,能在  $0.005 \sim 400\text{Hz}$  频率范围内使用任意磁感应强度波形测试软磁性材料(包括纯正弦和三角波形)。

### 5.2.4 用于软磁性材料测试的磁导计

IEC 标准 60404-4 推荐磁导计作为软磁性材料直流测试装置。根据标准 60404-4,直流磁导计通常作为对大块软磁性材料进行测试的装置。对于直流磁性材料,不需要准备分层叠片材,因为它不会产生涡流的问题。因此,这些材料通常用于继电器或磁性执行机构,被制成不同长度的条形、杆形或者圆柱形。为了测试这种形式的样品,需要将样品的磁路闭合以确保测试过程。标准磁导计<sup>①</sup>分成两类:A 型磁导计和 B 型磁导计(见图 5.94)。

在 A 型磁导计中,磁化线圈直接缠绕在样品上。测量线圈或者霍尔传感器放置在

图 5.93 用于确定 FeAl 样品的磁滞回线  
例子,循环时间为 160s(来源于: Mazzetti, P. and Soardo, P., *Rev. Sci. Instrum.*, 37, 548, 1966.)

① 该术语具有轻微的误导性。有时候磁导计被认为是用于测试磁导率的测量装置。不过它经常也被认为是高频磁导率分析仪,而且还有人称它为测试液压传导率的装置。

样品表面附近。配备优良磁性材料的轭铁仅用于闭合磁路。Hopkinson 一百多年前提出的磁导计就是这种装置的范例 (Hopkinson 1885)。在 B 型磁导计中, 磁化线圈缠绕在轭铁上。线圈传感器位于样品附近, 包括 Rogowski-Chattock 电位计。Fahy (1918) 或者 Neumann (1939) 提出的磁导计就是这种装置的范例。

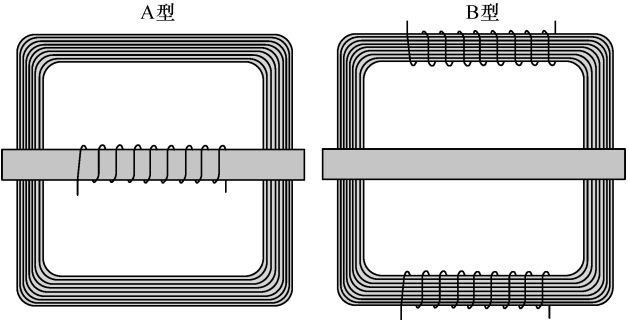


图 5.94 A 型和 B 型磁导计的设计

上世纪, 人们提出了大量不同原理的磁导计 (例如 Iliivici, Babbitt, Sanford, Carr, Burrows, Ewing, Fischer 等等)。目前, 对于片型样品, 使用所谓的单片测试仪 (它和 A 型磁导计类似)。这种装置可以很容易地进行改装, 从而适用于其他样品。好像在市场上可购到的直流磁导计仅仅有两种或者三种。其中之一就是 Magnet-Physic 提出的 Remagraph C-500 型磁导计, 如图 5.95 所示。

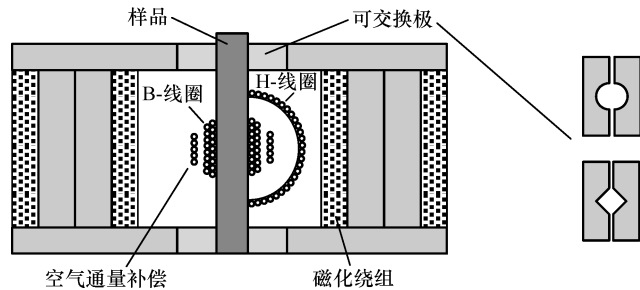


图 5.95 Magnet-Physik C-500 型磁导计的设计

Laboratorio Elettrofisico 提出了一个不同的方法。他使用了基于 Sandford-Bennet 磁导计 (Sandford and Bennet 1993) 原理的磁导计, 如图 5.96 所示, 该磁导计带有用于测试磁场强度的霍尔传感器。在原始的磁导计上, 使用两个 H 形扁平线圈来测量磁场强度, 并且测量结果可外推到样品表面。

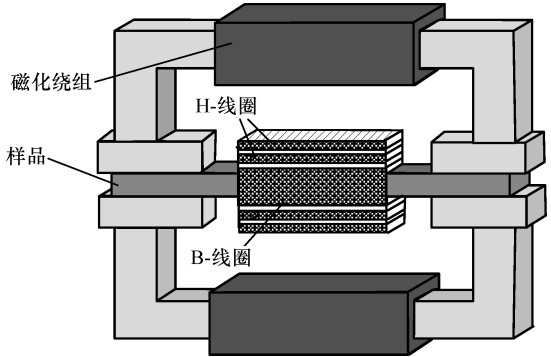


图 5.96 Sandford-Bennet 磁导计的设计

在这节描述的磁导计也可以用于硬磁性材料的测试。

## 5.3 硬磁性材料的测试

### 5.3.1 闭合磁路中硬磁性材料的测试

可以使用与前述章节中磁导计相似的专用电路来测试硬磁性材料。图 5.97 描述了典型电路。与软磁性材料的直流测试相比较,应该考虑到下述差异:

1) 会产生更高的磁场强度。产生的磁场强度应该比矫顽磁场强度  $H_{cj}$  大 5 倍,  $H_{cj}$  给定为  $5 \times 10^6 \text{ A/m}$  (Fiorillo 2004)。磁场应该建立地足够慢,从而避免与涡流相关的问题。因此,需要对电磁体进行特殊设计,并由铁钴合金构成锥形磁极,在 2.12.3 节中已有更详细描述。图 5.98 描述了两个用于测试硬磁性材料电磁体的例子。

2) 不仅需要确定磁场强度  $H$  和磁感应强度  $B$ ,而且需要确定与  $B$  (通常不适用于软磁性材料) 显著不同的极化强度  $J$ 。

3) 磁场强度非常大时,可用霍尔传感器来代替系统中的线圈传感器和磁通计。

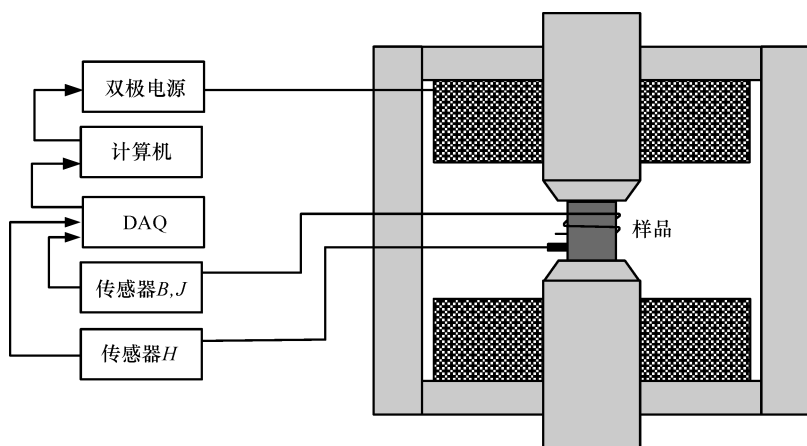


图 5.97 用于硬磁性材料的典型测试系统

为了确保样品能够均匀磁化,磁极的直径  $D_0$  应比样品长度  $l_m$  大两倍,并且大于样品的直径  $D_s$  (Fiorillo 2004)

$$D_0 \geq 2l_m, D_0 \geq D_s + 1.2l_m \quad (5.60)$$

而且应该在磁极和被测试磁铁表面之间接触良好,如图 5.98 所示。

通常不需要测试整个磁滞回线,因为大多数情况下仅磁滞回线的第二退磁象限是比较重要的——包含  $H_c$ 、 $J_c$  和最终的能量积  $(BH)_{\max}$ 。图 5.99 描述了一个硬磁性材料测试结果的例子。

极化  $J$  强度可根据下式来计算

$$J = B - \mu_0 H \quad (5.61)$$

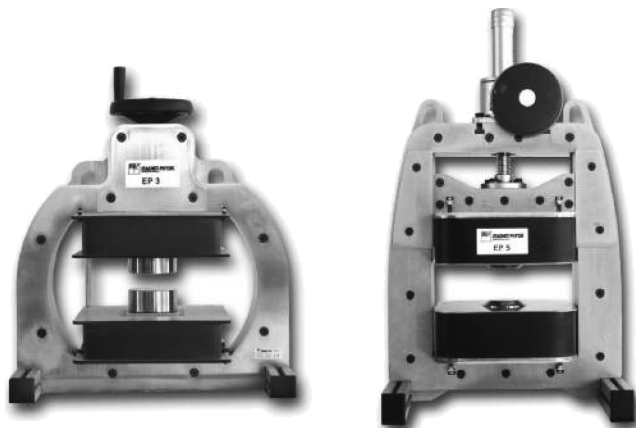


图 5.98 Magnet-Physik 测量系统中用于测试硬磁性材料的磁体 (Courtesy of Magnet-Physik)

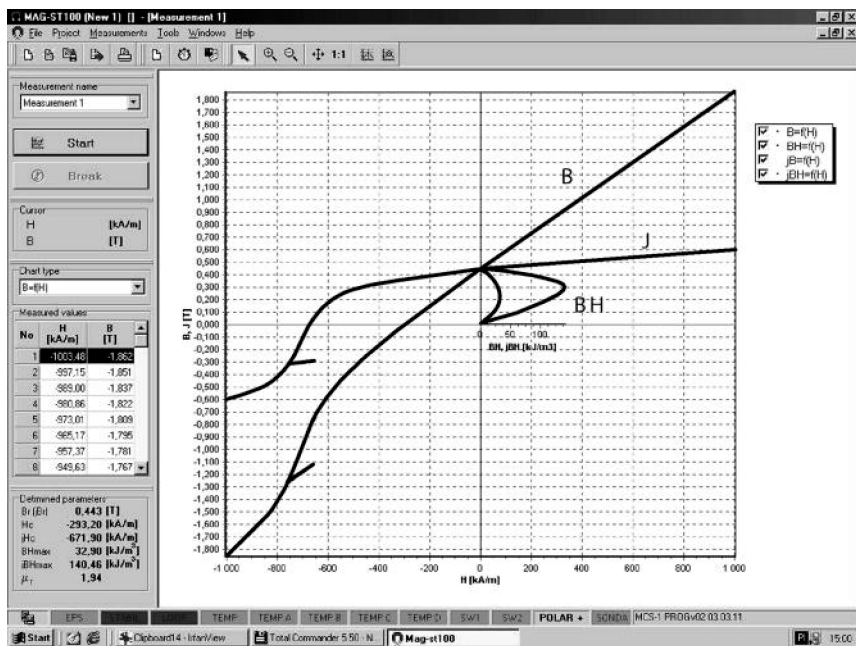


图 5.99 硬磁性材料测试结果的例子 (Courtesy of R&J Measurement.)

Magnet-Physik (Steingroever et al. 1997) 提出了一个用于确定上述两个值的简单方法。在电磁体的磁极上嵌入两个线圈：一个在被测样品下面用于测量  $B$  的值，第二个在样品外部用于测量  $\mu_0 H$  分量，如图 5.100 所示。

标准 IEC60404-4 推荐了一个补偿气隙磁通的相对简单方法。如图 5.101 所示，设计了两个面积和匝数都满足下列条件的线圈：

$$n_1 A_1 = n_2 A_2 \quad (5.62)$$



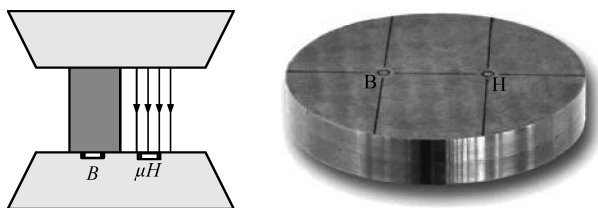


图 5.100 带有两个嵌入线圈的电磁体磁极 (Courtesy of Magnet-Physik)

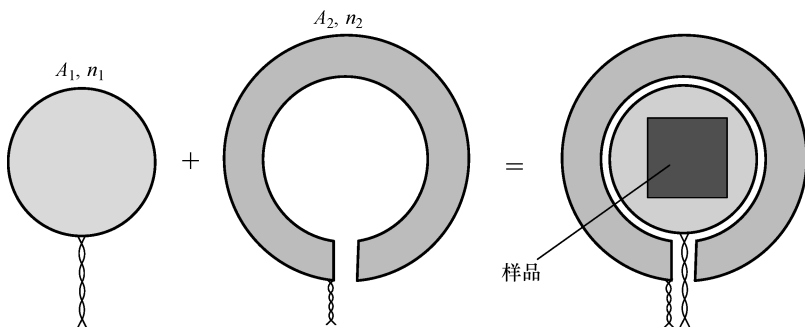


图 5.101 补偿极化的环绕线圈

对于面积为  $A_s$  的样品，在线圈可检测出的磁通量：

$$\Phi_{A1} = \mu_0 H n_1 (A_1 - A_s) \text{ 和 } \Phi_{A2} = \mu_0 H n_2 A_2 \quad (5.63)$$

检测到穿过样品的磁通为：

$$\Phi_s = \mu_0 B n_1 A_s \quad (5.64)$$

假如将两线圈连接成差动形式，可获得磁通量：

$$\Phi = \Phi_{A1} + \Phi_s - \Phi_{A2} = (B_s - \mu_0 H) n_1 A_s = J n_1 A_s \quad (5.65)$$

在不放入样品的时候，输出信号为零，因此，气隙中磁通得到补偿。有样品时，可以直接检测磁极化强度。

### 5.3.2 开磁路硬磁性材料的测试

开磁路可用来测量磁体的品质。哪些参数在材料品质评估中最重要？图 5.102 描述了使用磁滞回线的第二象限来确定磁性参数。磁体主要参数如下：

剩磁感应强度  $B_r$ ， $J$  的矫顽力  $JH_c$ ， $B$  的矫顽力  $BH_c$ ，最大能量积  $(BH)_{\max}$ ，相对磁导率  $\mu_r$ （反冲磁导率）。

磁滞退磁曲线  $B(H)$  和

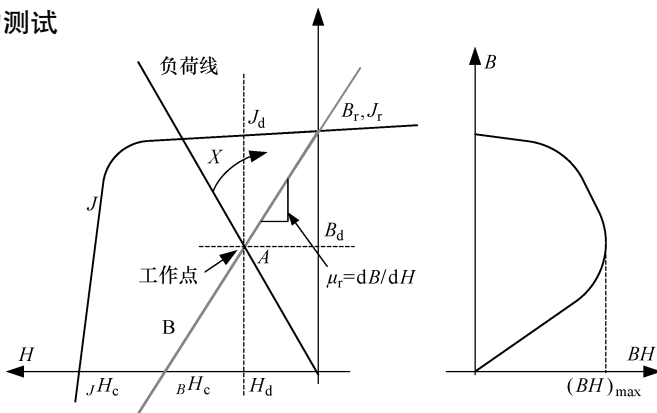


图 5.102 永磁体的主要参数



$J(H)$  与矫顽力  $H_c$  和  $H_{c0}$  是不同的。实际的磁感应强度  $B_d$  和磁场强度  $H_d$  比剩磁感应强度  $B_r$  和矫顽力  $H_{c0}$  要小, 这是因为样品退磁工作点由负载曲线  $(1-N)/N$  来确定, 其中  $N$  是退磁因数。

当磁体被可移动的强磁性部分包围时, 工作点从起始工作点 A 沿着退磁曲线以数值  $x$  移动, 穿过两点  $(0, H_{c0})$  和  $(B_r, 0)$  ——退磁曲线斜率由相对磁导率  $\mu_r$  描述。在现代磁体中, 相对磁导率范围为  $1.02 \sim 1.15$ , 且在首次近似时可认为<sup>⊖</sup>其等于 1.05。

理论上可通过磁通表来确定磁体  $B_d$  磁感应强度, 例如使用霍尔传感器仪表, 但是这种测量准确性较差。标准 IEC60404-14 推荐使用移出法, 如图 5.103 所示, 磁体被放在均匀磁场内 (图 5.103 中灰色区域) 的亥姆霍兹线圈 (参见 2.12.1 节) 中。复位磁通计并且将磁体移到线圈外面。测量到的磁通量变化为:

$$\Delta\Phi = jK_H \quad (5.66)$$

式中,  $j$  是偶极矩 ( $\text{Wb} \cdot \text{m}$ ),  $K_H$  是线圈的系数; 磁场和电流的关系是  $K_H = H/I$  (对  $n$  匝 Helmholtz 线圈来, 它是  $0.7155n/r$ )。

下面确定体积为  $V$  样品的极化  $J$  强度:

$$J = \frac{j}{V} \quad (5.67)$$

尽管我们确定了极化  $J_d$  (参见图 5.102), 但因为依赖关系  $J(H)$  是非常平直的, 所以可假定该值非常接近于剩磁感应极化  $J_r$  (和剩磁磁感应强度  $B_r$ )<sup>⊖</sup>。也可以使用一个长螺线圈来代替亥姆霍兹线圈。方法描述的是假设磁体是长条形, 但当磁体是拱形时仍然可以采用这种方法 (Trout 1988)。如果不把磁体移除也可以将磁体旋转  $180^\circ$ , 此时有  $\Delta\Phi = j2K_H$ 。

图 5.104a 描述了一个测试工作点  $H_d$  磁场强度的快捷方法。为了达到目的, 需要使用称为磁势线圈的特殊线圈传感器 (McDonald 和 Steingroever 1978, Steingroever et al. 1997)。该线圈是一种经过矫正的 Rogowski-Chattock 电位计。电位计根据线圈的形状来分别检测线圈末端间的磁场强度。因此假如测量点 A 和点 C 间的磁场强度, 点 B

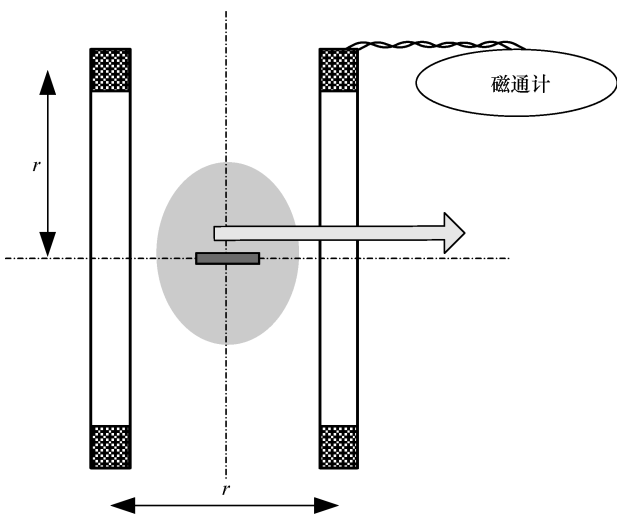


图 5.103 测量磁体磁矩的方法

⊖ 对于转动的电枢来说, 退磁曲线可表现出轻微倾斜和小磁滞回线。

⊖ 差异通常大约为  $1\% \sim 3\%$ 。

与点 C 间的磁场强度, 那么其差为

$$H_{AC} - H_{BC} = H_{AB} = H_d \quad (5.68)$$

得出  $H_d$  和  $J_d$  后, 就可根据下式来确定  $B_d$  的值

$$B_d = J_d - \mu_0 H_d \quad (5.69)$$

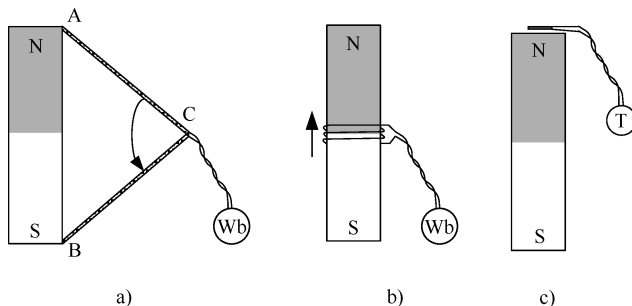


图 5.104 快速测量磁体品质的方法

a) 通过电压线圈 b) 通过 B-coil c) 通过霍尔特斯拉计

可以通过在磁体中部缠绕一个线圈, 且移动线圈来直接确定磁感应强度  $B_d$  (见图 5.104b), 也可使用霍尔传感器特斯拉计 (见图 5.104c)。假如比较不同的磁体, 就应该也考磁体的体积 (参见图 3.59)。

通过使用 IEC 标准 60404-7 推荐的方法可确定矫顽力。将测试样品嵌入到一个螺线管中, 如图 5.105 所示, 增加线圈的磁场来使样品完全饱和, 然后反转极性并且将磁场缓慢地增加到“反向”饱和。来用两个差分地连接的传感器 (例如霍尔传感器或磁通门传感器) 检测线圈外部磁场, 它们工作在零场探测器状态。当传感器检测样品退磁状态时, 由已知线圈中的磁场强度可确定  $J_c H_c$  的值。

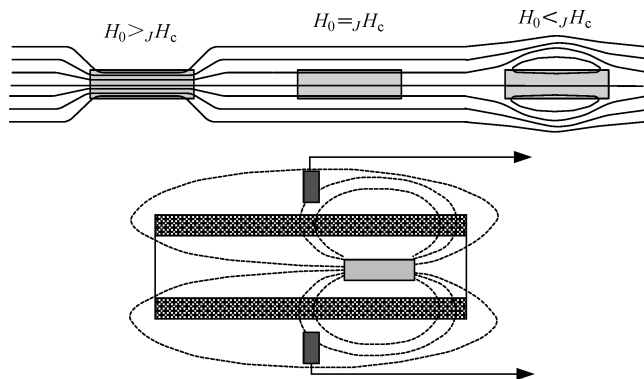


图 5.105 确定矫顽力  $J_c H_c$  的方法

也可在相似测试装置中测量  $B_c H_c$ 。线圈直接缠绕在样品上可作检测退磁的传感器。

在没有样品时推荐使用气隙磁通补偿来获得零磁场。这种方法在 2.13.6 节中有描述 (参见图 2.195)

为了确定能量积  $(BH)_{\max}$ ，需要知道磁滞回线的第二象限。最理想的磁场并不是一直等于  $H_d$  的值。假设磁滞第二象限的那一部分是线性的，最大能量积可以粗略地估计为

$$(BH)_{\max} = \frac{1}{4\mu_0\mu_r} B_r^2$$

(5.70)

5.3.3 脉冲磁场方法

现代硬磁性材料需要高达 1.5T 的磁场进行磁化，这已超过常规磁路<sup>⊖</sup>的能力范围。这个问题部分可以通过使用超导电路来解决，但是该方法很难应用到工业环境中。为了获得这样大的磁场，通常使用将电容器组作为脉冲磁化电源（参见 2.12.3 节）。因此，人们也提出了许多基于脉冲磁化的测量方法（Grossinger et al. 1988，1993）。脉冲磁场技术意味着不仅要更容易地获得大磁场而且要使测试时间更短。典型的脉冲宽度在毫米级，而且整个测量（包括数据后期处理）只需要数秒。

图 5.106 描述了脉冲磁场磁力计（PFM）系统。磁化系统使用连接 8 或 24mF 电容的线圈，电源提供 2.5kV 的直流电压。表 5.3 描述了磁化系统的参数。

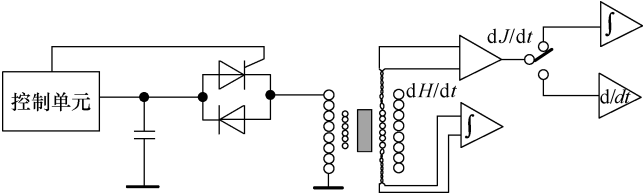


图 5.106 脉冲磁场测试系统例子

（来源于：Dudding, J. et al. , J. Magn. Magn. Mater. , 142-245, 1402, 2002；  
Espina-Hernandez, J. H. et al. , Meas. Sci. Technol. , 18, 893, 2007. ）

表 5.3 脉冲磁铁的技术性数据

| 层次    |                 | 2   | 4    |
|-------|-----------------|-----|------|
| 内孔径   | Mm              |     | 70   |
| 圈数/层次 |                 | 24  | 24   |
| 最大磁场  | [ T ] C = 8mF   | 5.9 | 5.7  |
|       | [ T ] C = 24mF  | 9.6 | 9.3  |
| 脉冲宽度  | [ ms ] C = 8mF  | 4.3 | 9.1  |
|       | [ ms ] C = 24mF | 7.5 | 15.7 |

表 5.3 所描述，可产生持续 10ms 的正弦脉冲磁场，强度最大为 10T。磁场线圈孔径为 70mm，且每隔 50mm 具有 1% 的均一性。

传感器可使用薄膜探测线圈（霍尔传感器被测试）（Eckert et al. 2001，Espina-

⊖ 在磁场强度单元中,现代材料在大于 20 MA/m 的磁场中才能被磁化。

Henandez et al. 2004)。J-coil 系统至少由两个线圈组成：其中一个用于补偿气隙磁通（因此图 5.106 中用到差分放大器）。与极化对应成比例的信号不仅可以按照惯例被积分，而且也可以被微分。信号  $d^2 J/dt^2$  被用来检测奇异点（SPD）的各向异性。在这种方法中，磁化强度的二阶导数最大值与多晶样品各向异性磁场相对应（Asti and Rinaldi 1974, Grossinger et al. 1998, Espina-Hernandez et al. 2007）。

在脉冲技术中，由于涡流和磁粘性会出现较大的误差。图 5.107 描述了两不同脉冲宽度下钕磁体的测试结果。 $J_H$  的静态值大约是  $1200 \text{ kA/m}$ ，而当脉冲脉宽为  $40 \text{ ms}$  时结果为  $1385 \text{ kA/m}$ 。当脉冲缩短时这种偏差会更大，当脉冲到  $1 \text{ ms}$  时这种偏差甚至可以达到  $40\%$ （Grössinger et al. 1993）。所幸有效校正这种偏差的方法得到了迅速发展（Jewell et al. 1992, Golovanov et al. 2000）。最常用的称为  $f/2f$  法，对两个不同脉冲持续时间下的磁滞回线进行两次测量，基于这些信息就可计算出合理的校正值。

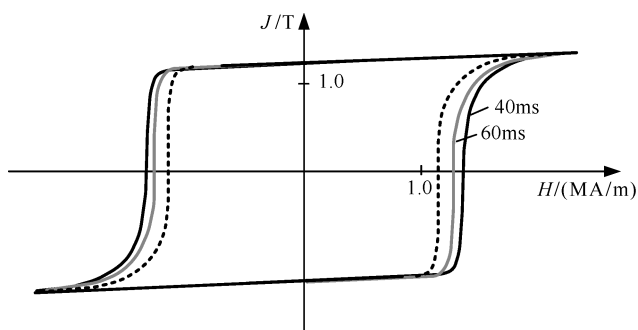


图 5.107 不同脉冲宽度下烧结 NdFeB 的磁滞回线。虚线：校正涡流的结果  
(来源于: Dudding, J. et al., *J. Magn. Mater.*, 142-245, 1402, 2002.)

磁粘性（也称为磁后效应）是当磁场强度变化非常快时，样品磁化延迟的效应。产生这种影响的原因是非常复杂的，而且与材料微观结构息息相关（Chikazumi 2009）。所有的磁性材料中都会产生这种效应，在硬磁性材料中同样存在，并且原理上取决于矫顽力——磁畴壁的成核子现象或钉扎效应。在一些材料中这种效应非常明显，并且可影响矫顽磁场（Street et al. 1987, Tellez-Blanco et al. 1999, Grössinger et al. 2004）。然而在脉冲磁场磁力计中用几毫秒脉冲场，这种影响是可以忽略的（Dudding et al. 2002）。

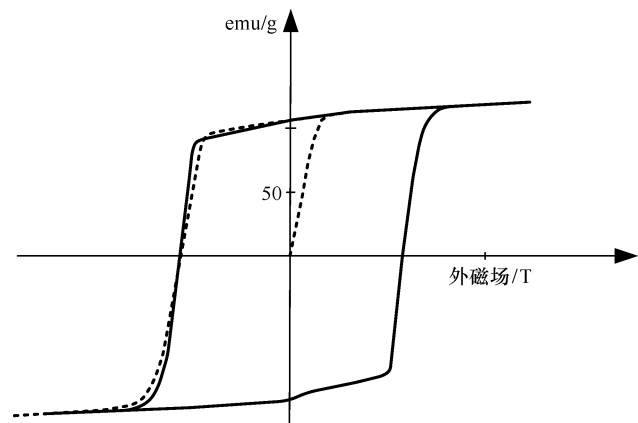


图 5.108 脉宽为  $15.7 \text{ ms}$  时确定的 NdFeB 磁体的磁滞回线（虚线——静态测试结果）  
(来源于: Springer Science + Business Media: Springer Handbook of Materials Measurement Methods, 在一个脉冲磁力计中的磁性描述, Chapter 10.3, 2006, Grössinger, R.)

图 5.108 描述了通过脉冲磁场和静态磁场方法获得结果之间的对比。得出的差异

实际上是在于线的厚度。在上述例子中，由脉冲方法测定的  $\mu_0 H_c$  是 2.89T，而由静态方法确定的是 2.85T。

也可以使用测磁的方法来测试硬磁性材料。这部分内容将在下节中论述。

## 5.4 磁性材料测试的特殊方法

### 5.4.1 测磁方法

对于许多体格较小的磁粉，例如薄膜元件或者古地磁样品，几乎不可能建立闭合磁路测量装置。这种情况下，最有效的就是可以检测出磁矩磁力计方法。可假设样品相当于基本的偶极磁体。为了检测伴随着小样品的非常小的磁场，通常用到称为 Foner 磁力计的振动样品磁力计（Vibrating Sample Magnetometer, VSM）。图 5.109 描述了 Foner 磁力计的原理。

让球形或者圆盘形样品连接一个振动装置。在原始的 Foner 磁力计中，这种振动装置是一个扬声器换能器；而最近经常采用压电元件。样品由外部电磁体所产生的强磁场磁化。因此，被磁化样品通常作为振动偶极子工作，拾波（探测）线圈感应电压与磁矩成一定比例。在图 5.109 中，用到了 4 个拾波线圈，但线圈也可采用其他排列方式（Zieba 和 Foner 1982）。

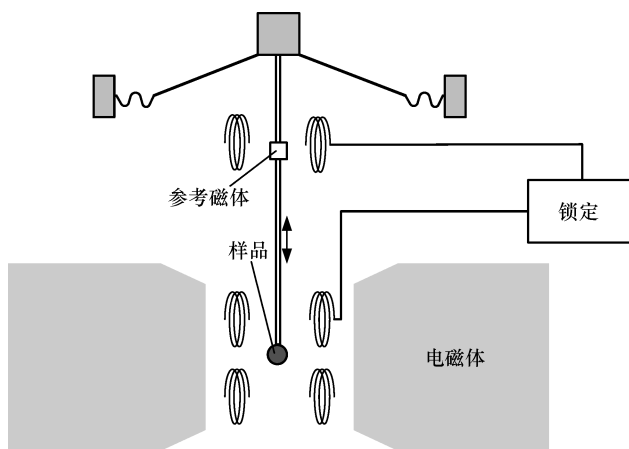


图 5.109 Foner 磁力计的原理

因为感应信号非常小，必须在锁定放大器中使用一个振动频率的参考磁体。除了振动磁体，也可以使用一些其他振动传感器，例如电容传感器（Wrona et al. 1999）。通过改变电磁体的磁场可研究样品的磁特性，包括磁滞回线。

假如磁矩定向地沿着线圈轴线，如图 5.110 所示，拾波线圈中感应出的 EMF 取决于磁矩  $m$  和振动频率：

$$e(x, t) = mS(x) \frac{dx}{dt} \quad (5.71)$$

式中， $S(x)$  是灵敏度因数，取决于样品几何形状、线圈排列、电磁体几何形状等。如使用正弦振动  $x(t) = X_0 \sin \omega t$ ，感应电压为

$$e(x, t) = mS(x) \omega X_0 \cos \omega t \quad (5.72)$$

理论上可以分析灵敏度因数（Zieba 和 Foner 1982, Pacyna 和 Ruebenbauer 1984），但是磁通计经常要通过磁矩标准在实验中进行校正（Sievert et al. 1990, Eckert 和 Siev-

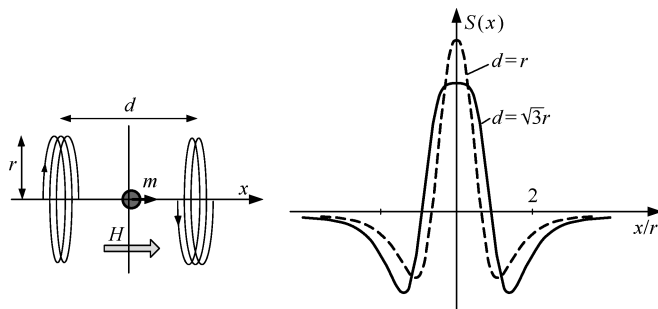


图 5.110 Foner 磁通计内的拾波线圈

ert 1993, Shull et al. 2000)。通常将直径为几毫米的纯镍球体来当作标准。例如，直径为 2.283mm、质量为 63.16mg 的 99.999% 纯度的镍球体，在温度为 298K、磁场为 398kA/m 下展现出来的磁矩<sup>①</sup>为  $3.47 \pm 0.01 \text{ mAm}^2$ ，这相当于磁化率为  $54.97 \text{ mAm}^2 \text{ g}^{-1}$ 。当然，使用相同几何尺寸的样品作为用于校正的标准样品也是非常重要的。

灵敏度因数取决于拾波线圈的结构。通常将几对反转的 Helmholtz 线圈作为拾波线圈使用（线圈反接起来）。当线圈半径  $r$  等于长度  $d$  时灵敏度达到最佳（见图 5.110）。但为了使在样品范围内的线圈获得稳定的灵敏度，稍微牺牲了灵敏度而让长度扩大到  $\sqrt{3}r$ 。

自第一个 Foner 磁力计（Foner 1956）面世以来，人们已对其做了很多改进。图 5.111 描述了一个现代 VSM 系统的例子。通常使用压电换能器作为振动源。样品被固定在玻璃棒末端，并且开发了棒的机械共振。使用电容性传感器作为参考振动传感器，采用霍尔探针控制磁化条件。

当然还有其他的改进方法，例如，使用超导电磁体（Gerber et al. 1982, Dufeu 和 Lethuillier 1999）、Halbach 永磁体（Cugat et al. 1994）或变型的拾波线圈。

大部分研究的样品都具有各向异性。获得二维信息的最简单的方法是将样品对应电磁体轴线进行机械旋转。

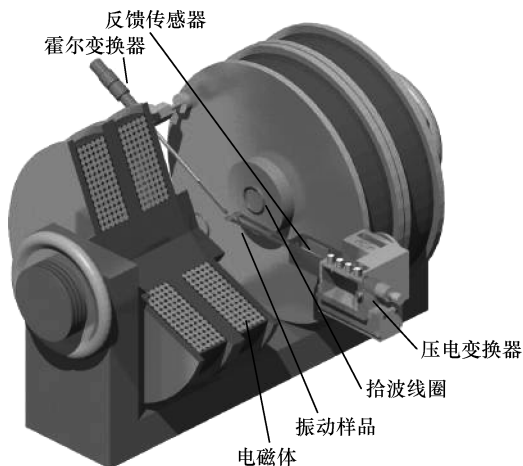


图 5.111 振动样品磁力计的例子

（来源于：Wrona, J. et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 196-197, 935, 1999; Wrona, J. et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 272-276, 2294, 2004.）

① 磁矩的单位为  $\text{Am}^2$ ，尽管旧的单位  $\text{emu}$  仍在使用（ $1 \text{ Am}^2 = 10^3 \text{ emu}$ ）。

图 5.112 描述了两个薄膜样品的研究结果。从这些曲线中，可以估计出各向异性磁场和矫顽力。但是研究二维特性最好的方法是采用图 5.113 中描述的双轴线圈系统。成为矢量 VSM 系统包含至少双对线圈，也有 8 线圈和 12 线圈系统的报道（Bernards 1993, Samwel et al. 1998）。

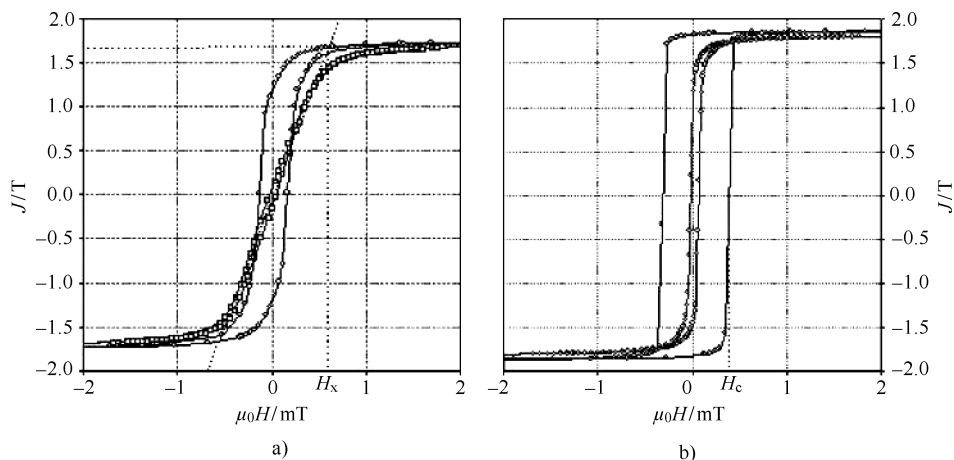


图 5.112 确定两个不同薄膜样品磁滞回线的例子

a) 在与各向异性轴垂直的方向 b) 沿着各向异性轴方向

(来源于: Wrona J., 用于检测薄膜结构的磁通计, PhD dissertation, AGH, Cracow, Poland, 2002.)

在垂直各向异性的薄膜样品研究中尤其复杂。图 5.113b 中提出了使用双轴拾波线圈系统确定的磁滞回线  $M_x(H_a)$ 。已知实际的内部磁场为

$$H_{\text{xcorr}} = H_a - H_d \cos \theta \quad (5.73)$$

其中  $H_d$  为修正量，被估计为

$$H_d = 4\pi N_d M_{\perp} = 4\pi N_d M \cos \phi \quad (5.74)$$

其中， $N$  是去磁因数， $N_d = 1$ 。

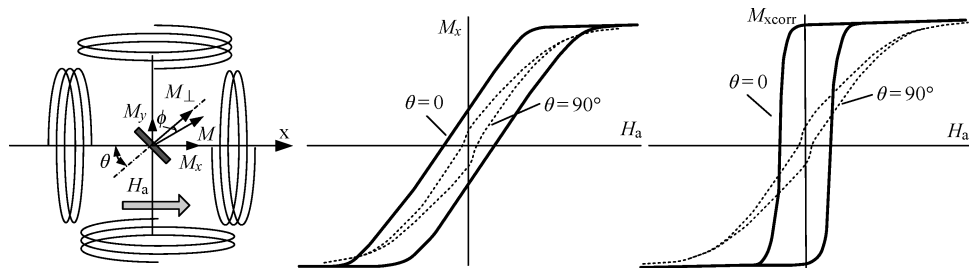


图 5.113 双轴振动样品磁通计和磁滞回线：没有经过退磁场校正确定的

$M_x(H_a)$  和经过退磁场校正后确定的  $M_{\text{xcorr}}(H_a)$

(来源于: Ouchi, K. and Iwasaki, S., 1988, IEEE Trans. Magn., 24, 3009, 1988.)



考虑这个关系式之后，就可确定描述材料真实固有特性的磁滞回线  $H_{\text{xcorr}}$  ( $H_a$ )。

振动样品磁通计的分辨力限值为  $10^{-8}$  到  $10^{-9} \text{ Am}^2$  之间。另一种被称为交变梯度磁通计 (AGM) (或者振动簧片磁通计) 表现出更好的分辨力。这种磁通计可用于检测微量的磁性—— $10^{-11} \text{ Am}$  的分辨力可研究尺寸小达  $5 \mu\text{m}$  样品 (Ross et al. 1980)。

Zijlstra (1970) 提出的这种磁通计后来得到了许多设计者的改进 (Richter et al. 1988, Flanders 1988, 1990, Frey et al. 1988, Asti 和 Slozi 1996, Zimmermann et al. 1996)。图 5.114 描述了 AGM 的工作原理。样品被电磁体磁化后，在梯度线圈系统产生的附加交变磁场影响下摆动。摆动可由一个振动传感器来检测，通常使用压电双晶片传感器。检测到力为

$$F_x = \mu_0 m \frac{dH_x}{dx} \quad (5.75)$$

假如线圈产生了正弦磁场，检测到的信号就是

$$e(t) = \mu_0 m S \omega V_0 \cos \omega t \quad (5.76)$$

式中， $S$  为灵敏度因数。

通常根据振动样品的机械共振来选择交变磁场的频率。例如，在图 5.114 描述的测量系统中，簧片是长  $10 \text{ mm}$ 、直径为  $18 \mu\text{m}$  的金线，机械共振频率为  $62 \text{ Hz}$ ，品质因数大约为 70。把金线的振动可通过长  $70 \text{ mm}$ 、直径为  $150 \mu\text{m}$  的玻璃纤维转移到压电陶瓷双晶片上。

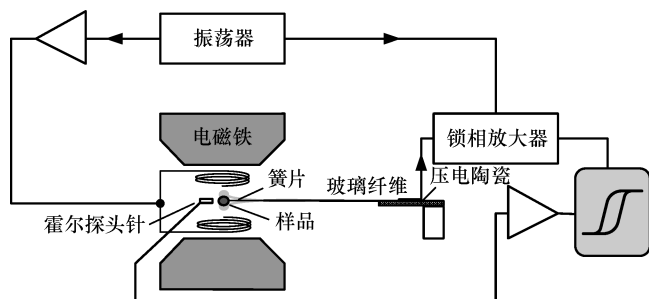


图 5.114 交变梯度磁通计的一个例子

(来源于: Ross, W. et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 51, 612, 1980.)

AGM 磁通计比传统的 VSM 磁通计更灵敏和更紧凑。但是没有 VSM 那么准确，因其机械特性很大程度上取决于样品的质量，因此校正起来比较困难。欧洲使用了 VSM 方法对相同永磁体样品（直径为  $3 \text{ mm}$  球体）进行了研究，并且通过相互比较结果发现其具有良好的一致性（比使用闭路样品结果好）(Sievert et al. 1993)。因此，VSM 方法通常用于测量小样品。目前的 VSM 专业仪器，例如 Lakeshore 7400 型 VSM 或 MicroSense EV11 型 VSM，已经可在市场上买到。

磁矩和磁化率也可通过磁天平来测量。图 5.115 描述了这种方法两个主要原理。



在 Faraday 方法中, 样品插入到电磁体间隙中, 以磁极形状确保磁场梯度  $dH/dy$ 。体积为  $V$  的样品受到的力取决于磁偶极矩  $j = \mu_0 m$  或磁化率  $\chi = \mu - 1$ :

$$F = j \frac{dH}{dy} = V \chi H \frac{dH}{dy} \quad (5.77)$$

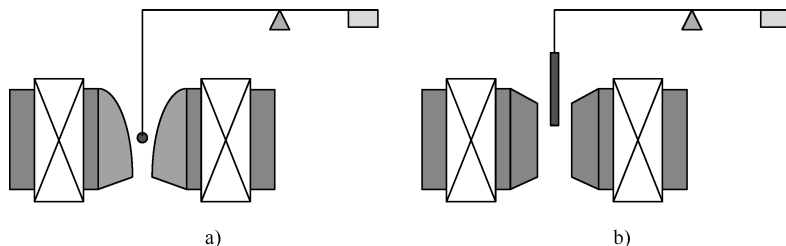


图 5.115 磁天平

a) Faraday 方法 b) Gouy 方法

(来源于: Springer Science + Business Media; Springer Handbook of Materials Measurement Methods, 软磁和硬磁性材料: 研究与  $B(H)$  回路相关特性的标准测量方法, Chapter 10.2, 2006, Ross, G.)

在 Gouy 方法中, 仅仅长条状样品一部分被放置到电磁体间隙的均匀磁场中。样品受到的力与间隙的磁场  $H$  和另一端周围磁场  $H_a$  之差成正比:

$$F = \frac{1}{2} A \chi (H^2 - H_a^2) \cong \frac{1}{2} A \chi H^2 \quad (5.78)$$

Gouy 方法主要用于顺磁性和反磁性材料, 而 Faraday 方法主要用于强磁性材料。

#### 5.4.2 可视测磁方法

目前有许多用于扫描磁场的系统, 例如商用的采用霍尔传感器的 Magscan 系统 (Redmag) 或采用小型霍尔传感器的扫描显微镜 (Nanomagnetics)。笔者设计了一个使用小型 AMR 传感器扫描系统。这个系统叫做可视测化磁装置, 主要用于测量电工钢的质量 (Tumanski and Stabrowski 1998, 2002a, 2007, Tumanski and Fryskowski 1998, Tumanski and Baranowski 2008)。除此之外, 也可用于材料的无损测试 (Tumanski 2000, Baudouin et al. 2003) 或在其他领域作为磁性装置设计的支持工具 (Tumanski 2004, Tumanski et al. 2004, Tumanski 2005)。

在可视测磁系统中, 通过三个步进电动机驱动传感器在研究材料上移动 (图 5.116a)。传感器通常采用灵敏度约为  $50\text{mV}/(\text{kA}/\text{m})$ , 有效面积大约为  $1\text{mm}^2$  的飞利浦 KMZ10B 型 AMR 传感器, 因为其性能比较适合解决磁性材料测试的典型问题。可以任意选择移动步长 (空间分辨率), 但是考虑到传感器尺寸最佳步长等于  $0.5\text{mm}$ 。薄膜磁阻传感器在磁场平面对磁场是比较敏感的, 因此可以确定出磁场的切向分量。另外, “线形” 传感器可用于手持式装置 (见图 5.116b)。

在扫描的过程中就可以观察到结果, 但是图像的分辨率会比较差 (见图 5.117)。扫描完成后则可以观察到更好的结果 (见图 5.118)。

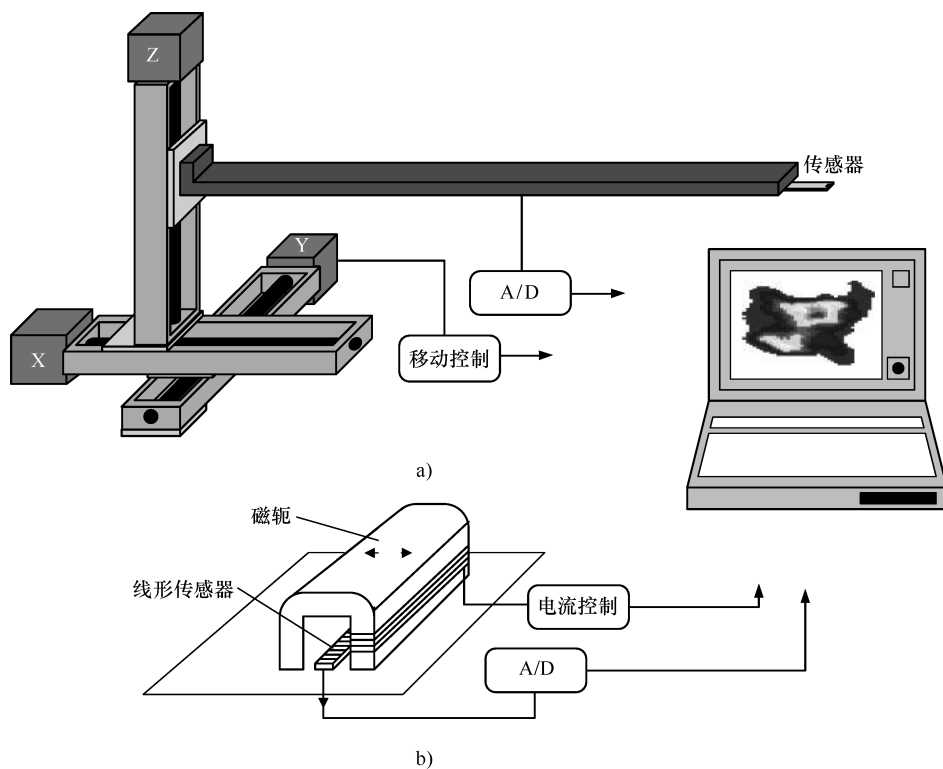


图 5.116 可视测磁系统中的扫描方法

(来源于: Tumanski, S. and Liszka, A., *On-Line Evaluation of Electrical Steel Structure and Quality*, INTRERMAG 2002 Paper No. DU09, Amsterdam, the Netherlands, 2002a; Tumanski, S. and Liszka, A., *J. Magn. Mater.*, 242-245, 1253, 2002b.)

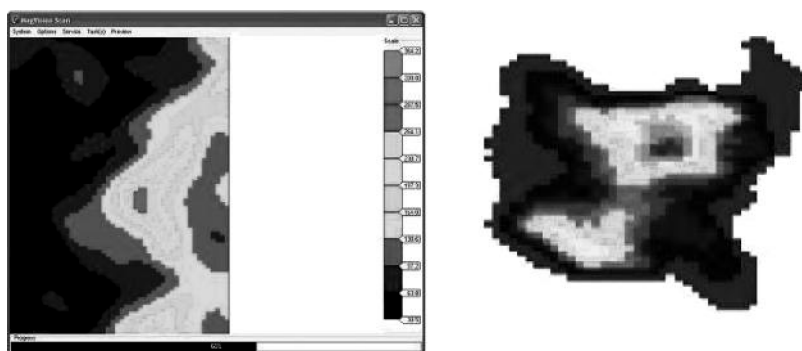


图 5.117 扫描期间和扫描后分布图的例子

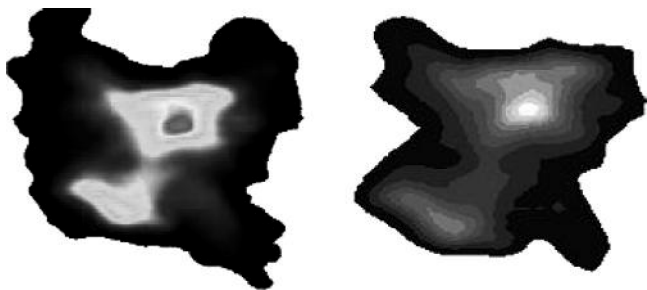


图 5.118 处理后分布图的例子——带有 500-色刻度（照片品质）和灰色刻度  
(Tumanski, S., *Przegl. Elektrotech.*, 83 (1), 108, 2007.)

图 5.119 展示了数据处理的最终结果，除了分布图之外还描述了指定线（或者点）的磁场值。同样，带有指定线或区域的磁场分布信息（最小/最大值，平均值，标准偏差）柱状统计图也是非常有用的。

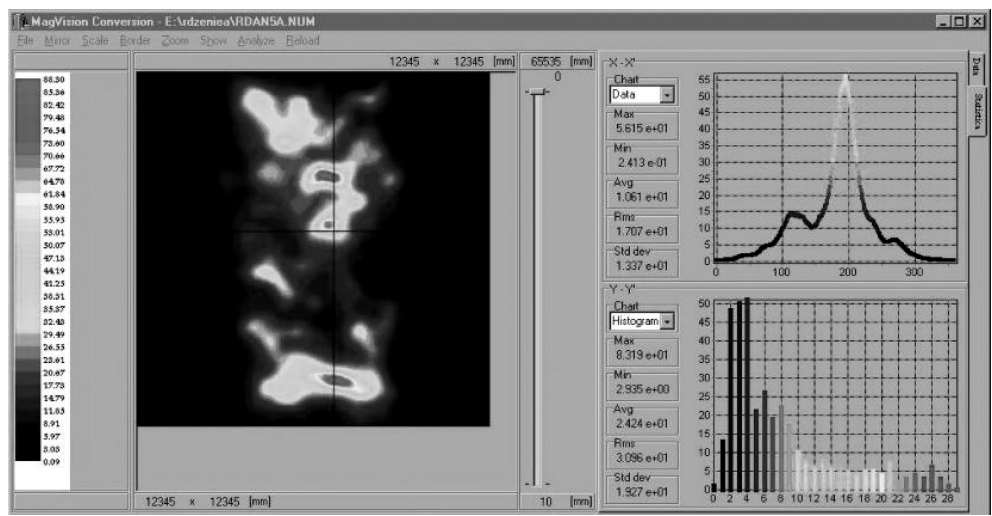


图 5.119 扫描数据最终处理结果的例子

通过对磁场进行三维扫描，可以构建出任意平面上磁场的分布图，如图 5.120 所示，分析了 C 型轭铁系统周围的磁场。

图 5.121 描述了在 5 个相邻的爱波斯坦带材（3cm 宽）上扫描到的磁场的结果。尽管钢铁是由知名制造商生产的，但考虑晶粒结构，磁场分布的不均匀性还是比较明显的。不过，在两条样品之间巨大差异确实比较清晰的（使用传统钢铁测试仪时检测不到），例如，第四条要比第二条样品好。因此，可以说磁场分布图可作为代表钢铁等级与品质的图像标志。

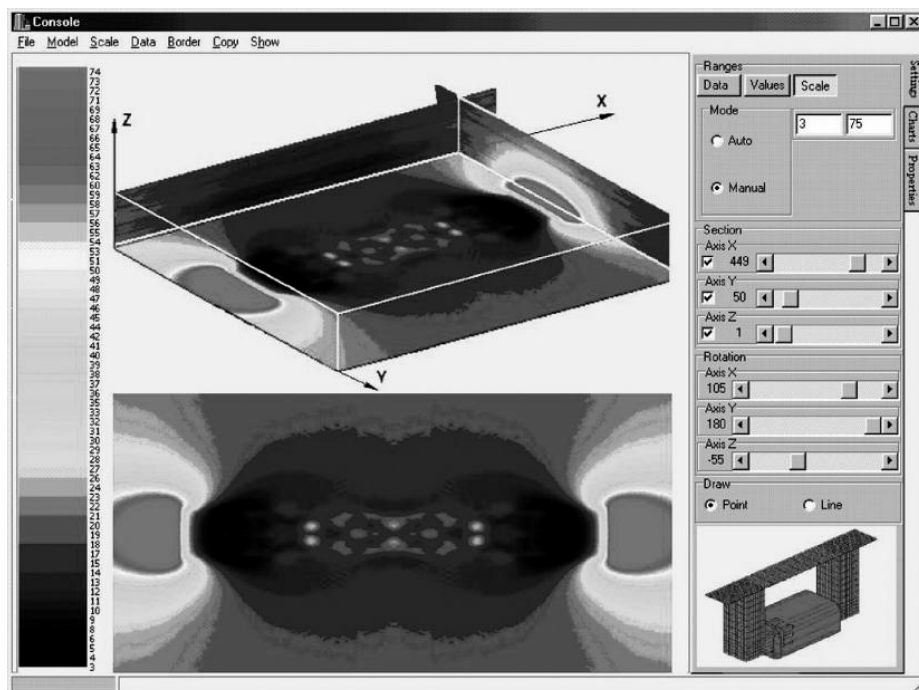


图 5.120 三维扫描结果的断层照相

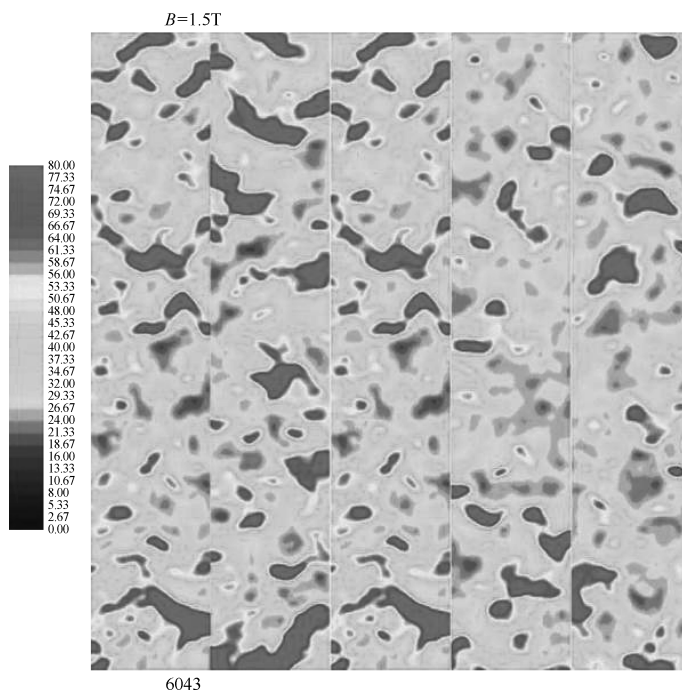


图 5.121 在 5 个 3cm 宽的晶粒取向型钢带材上扫描到的磁场结果的例子

晶粒取向型钢的品质取决于材料的不均匀性，这种品质通常通过功率损耗来描述。图 5.122 描述了功率损耗不同的样品磁场分布图的 4 个例子（使用爱波斯坦方法来确定）。在这些图中，用颜色代表磁场强度大小，这与地理地图中类似（蓝色和绿色，较低值；黄色和红色，较高值）。这种图清晰的给出了关于钢铁品质有用的信息：颜色越“冷”，钢铁的品质越好。

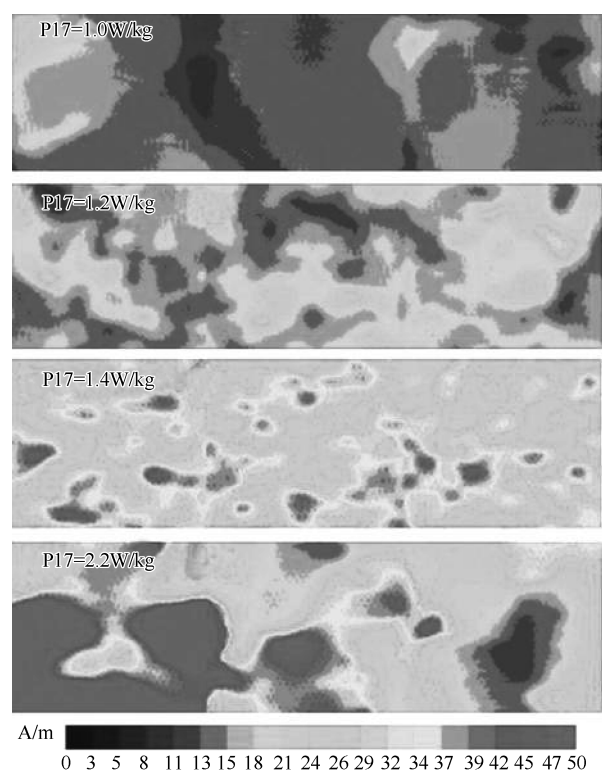


图 5.122 晶粒取向型钢平均功率损耗与样品上磁场分布图之间的关系  
(损耗是在 1.7T 下确定的)

图 5.123 描述了三种不同条形样品的分布图：典型 GO 型钢（A），带有不同晶粒的钢（B），和被小晶粒组成区域分隔开的大晶粒钢（不完全结晶过程）（C）。

尽管扫描的结果给人以强烈的视觉冲击，但将这种方法推荐给钢铁制造商确仍是比较困难的。因为其测试过程既复杂又耗费时间，而且很难对测试结果做出快速清晰的解释。因此，应考虑使用统计学方法来评估钢铁质量。

如图 5.124 所示，为了做进一步分析，可以通过一个显示平均值、标准偏差和磁场分布的柱状统计图来诠释分布图。分布图扫描过程相当缓慢：分辨率为 0.5mm 面积为 10cm × 10cm 样品测试大约需要 1h。因此，可以用曲线图代替分布图来描述一条线上的磁场分布。图 5.125 描述了这种样品相关曲线图的例子。

绘制磁场分布图 为研究磁性材料不同工艺流程对其性能的影响提供了便利

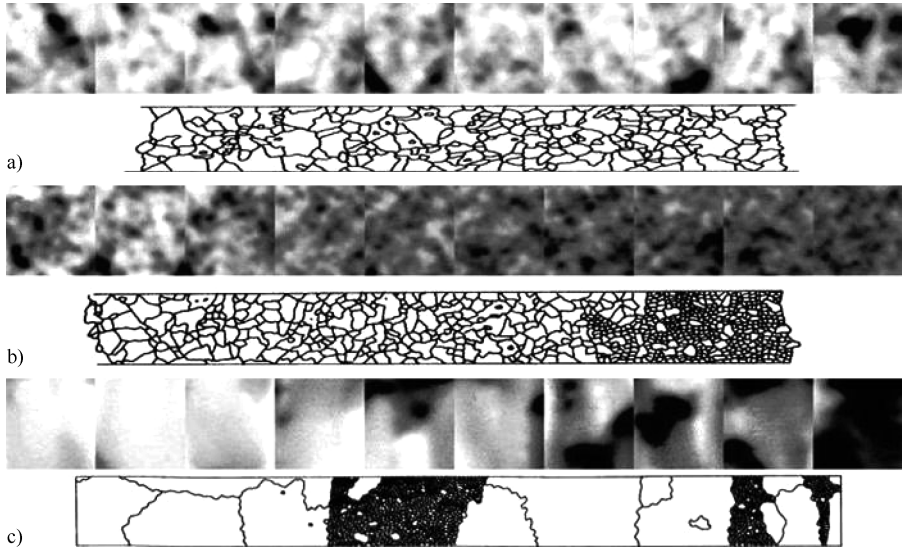


图 5.123 三个不同钢样品的可视测磁图像和对应的晶粒结构

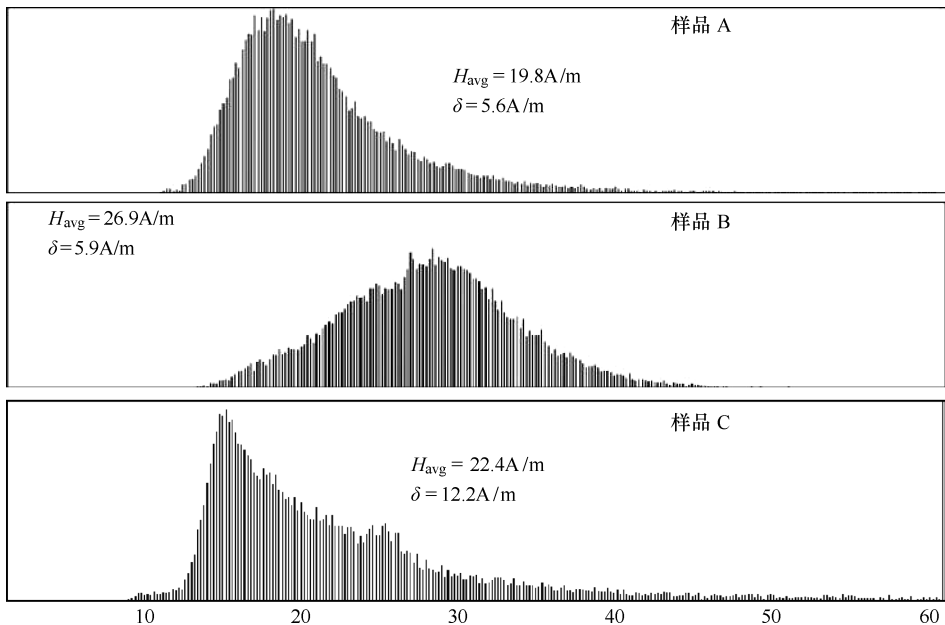


图 5.124 图 5.123 中描述样品对应磁场强度的柱状统计图

(Tumanski 2000b, Baudouin et al. 2003)。GO 型钢对机械应力是特别敏感的。图 5.126 描述了通过书写字母“A”后的磁场分布图来确定耐压能力（所用的力不比平常在纸上写字时用的大）。令人感兴趣的是当倾斜划线时钢是最敏感的，而当沿着轧制方向划线时钢是相对不敏感的。图 5.127 描述了当钻两个用于测量磁感应强度的微孔后磁场



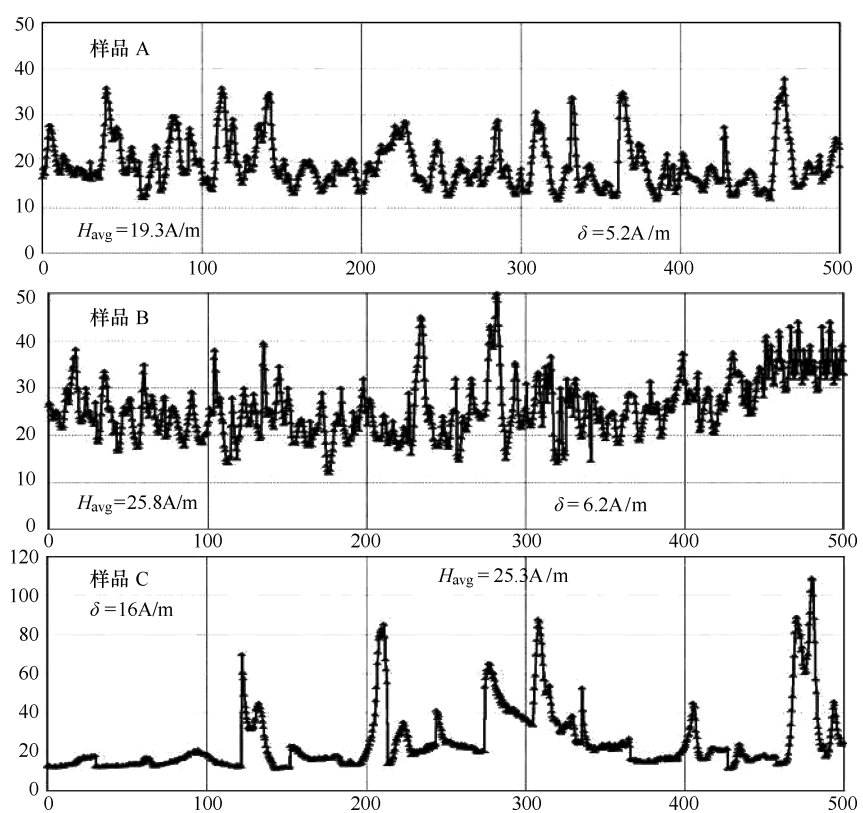


图 5.125 图 5.120 描述的样品确定  $H(x)$  的关系曲线

分布变化。并且退火处理没有完全消除材料的磨损。

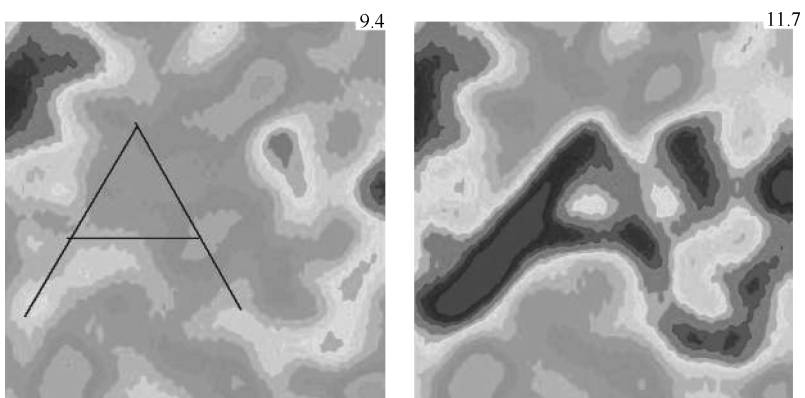


图 5.126 在钢片表面上写下字母“A”之前与写下字母“A”之后的磁场

人们都很清楚工业磁性设备的磁场计算与真实数据完全一致有多么困难。只有在简单的静磁估算时，才有可能获得在数量上与真实数据相符合的结果。通常，仅在数

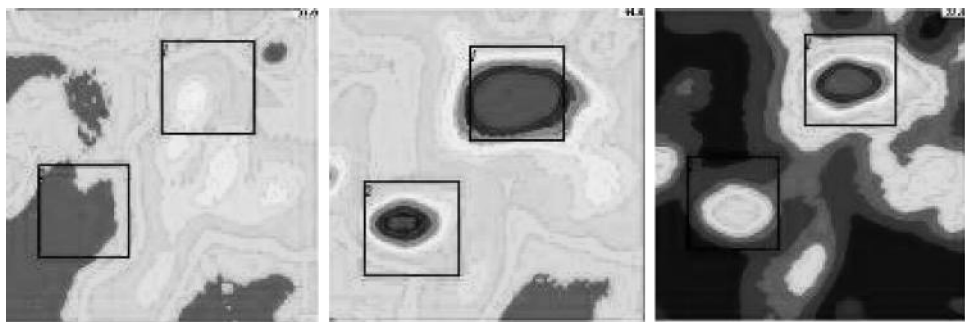


图 5.127 GO 型钢样品的磁场（左），钻一个 0.5mm 小孔后 GO 型钢磁场（中），最后经过热处理后 GO 型钢的磁场（右）

值上相符合的结果就被认为是比较成功的。

引起估算结果与真实结果之间差异的原因很多。这种差异可能是由于没有理想数学模型：不完美的几何表示方法、边界条件或者网格化。这些问题可通过使用功能足够强大的电脑解决。但还有一些不可预知的因素引起的差异，例如，材料数据（不均匀性、各向异性、矫顽性、涡流）和模型数据（边界效应、气隙等）。所有不确定因素在三维估算中都会得到放大。图 5.128 分别描述了在电工钢片材通过计算和实验确定磁场分布差异的例子。

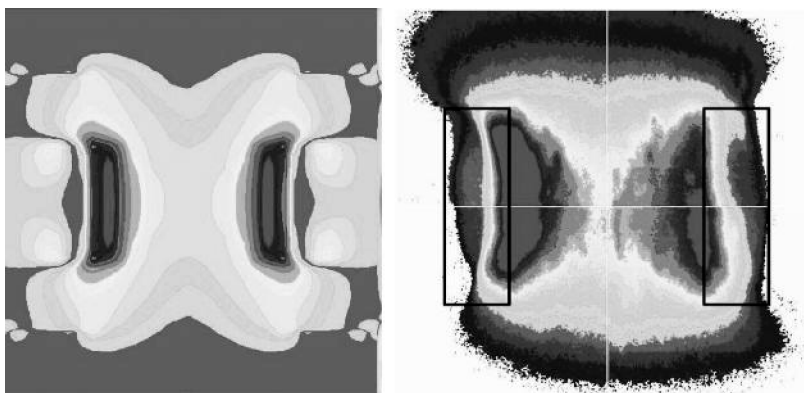


图 5.128 数值计算（左）和通过实验确定（右）C 型轭铁上带材磁场分布的比较

因此，实验方法有力地支持了数值设计方法，因为其可以检查数值设计是否正确（见图 5.129）。

通常扫描的结果以彩色图像形式呈现出来的，其代表了材料的不均匀性。出于编辑上的目的，我们将这种地图转换成黑白级别的。出人意料的是在这种图上晶粒结构是非常清晰的，如图 5.130 所示。特别是对于大晶粒钢的结构能够很清晰的表示出来，如图 5.130b 所示。



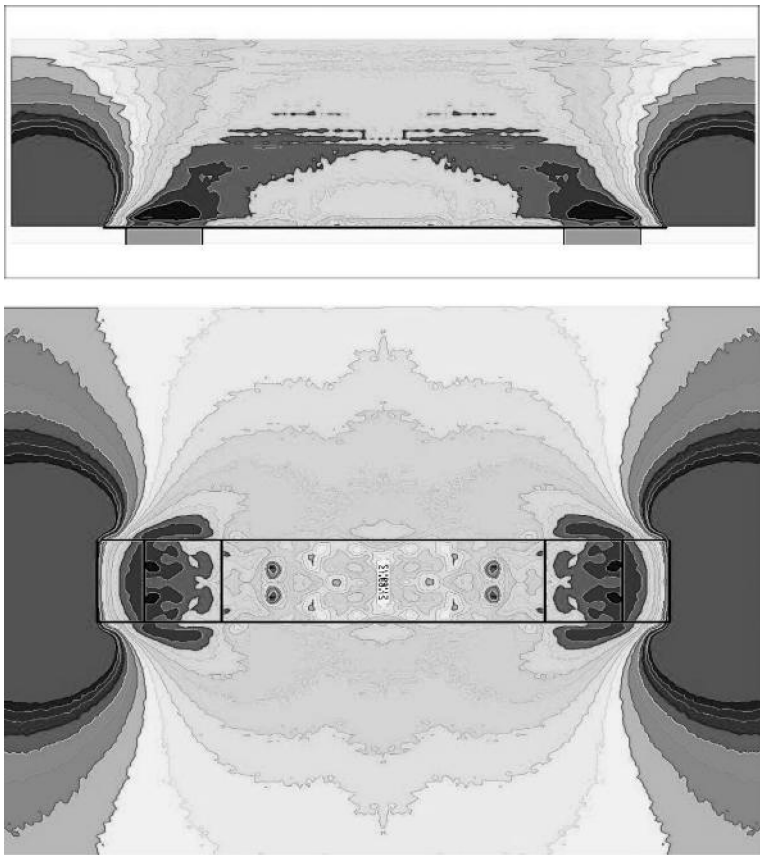


图 5.129 通过实验确定在 C 型轭铁上的带材内部和上方的  
磁场分布（与计算的结果相比较，图 2.83）

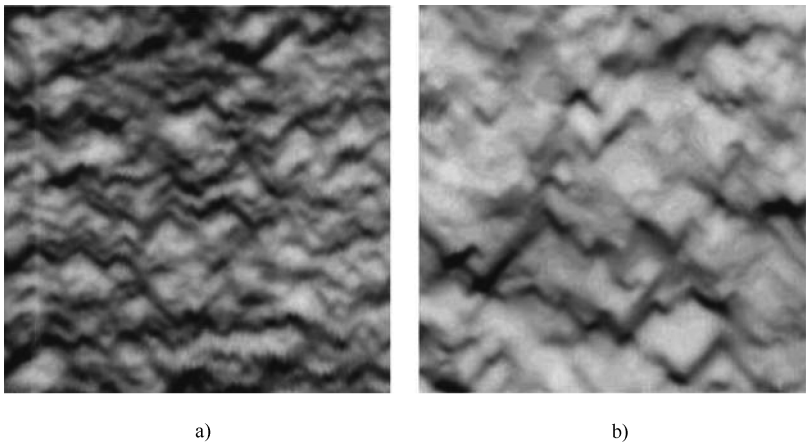


图 5.130 通过实验确定的磁场分布  
a) 典型 GO 型钢 b) HiB 型钢

### 5.4.3 其他扫描系统

晶粒结构和磁畴结构对磁性材料的工艺工作来说是非常重要的信息。观察磁畴最常用的方法就是简易的 Bitter 胶体技术 (Bitter 1931, Shilling et al. 1974, Mohri et al. 1979)。在 Bitter 技术中, 将液态形式的亚磁铁粉悬浊液做成薄膜层覆盖样品表面。胶体微粒被吸引到磁场梯度最大的区域, 并且胶体分布展现出了一个磁畴结构的图像。尽管也提出了一些其他的技術, 如磁光克尔法、磁力显微镜和扫描电子显微镜, 胶体法经过多次改进仍是现在最常用的方法 (参见图 5.137)。



图 5.131 通过浸蚀显示晶粒结构的例子

同样的, 存在一种非常简易的方法可以观察晶粒结构。在清除保护层和适当的浸蚀之后 (例如通过氢氧化钠或者被称为硝酸化乙醇腐蚀液的硝酸 + 酒精), 就可观察到如图 3.14 和图 5.131 描述的晶粒结构。

在磁畴壁和晶粒边界上都存在杂散磁场, 因此使用一个磁场传感器, 通过自动扫描被研究区域可获得晶粒结构或者磁畴结构的图像。这种测试可考虑选择使用霍尔传感器、MR 传感器和克尔效应装置。

图 5.132 描述了 GO 型电工钢的可视测磁图像和晶粒结构的比较。尽管两幅图不一样, 但它们之间的一致性却是很明显的。甚至可以指出个别“好”和“坏”的晶粒。

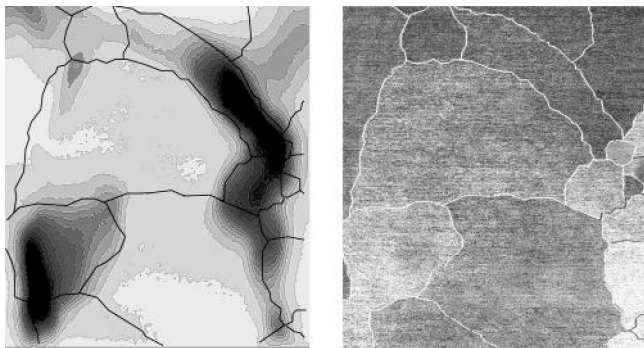


图 5.132 GO 型钢区域内的可视测磁图像和相同区域内通过浸蚀显示出的晶粒结构

如图 5.132 描述的可视测磁结果, 仅显示了在轧制方向上的磁场强度分量。且有效传感器面积相

对较大, 为  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 。使用尺寸非常小的霍尔传感器 (甚至微米级, Boero et al., 2003) 可获得较高分辨率的磁场分布图。Mohri 和 Fujimoto (1977) 第一次提出了将霍尔传感器用于检测晶粒的实验当中。后来, 维也纳科技大学的团队也研究了霍尔传感器在分析晶粒和磁畴结构中的应用 (Pfützner 1980, 1981, Pfützner et al. 1983, 1984,

1985, 1992)。图 5.133 给出了研究的一个例子。用两个相互垂直倾斜  $45^\circ$  角的霍尔传感器来测试磁场的大小及其方向。这些传感器小至  $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ 。

被研究磁场的大小在数十到数百 A/m 之间，接近于霍尔传感器灵敏度下限。因此，加迪夫大学的团队（欧胜微电子中心）尝试使用更加灵敏的磁阻传感器来测试晶粒和磁畴结构（Mohd Ali et al. 1988, 1989, So et al. 1995）。图 5.134 给出了通过使用人字结构的双 MR 传感器扫描到的带有 HiB 涂层电工钢上的磁场强度测试结果。

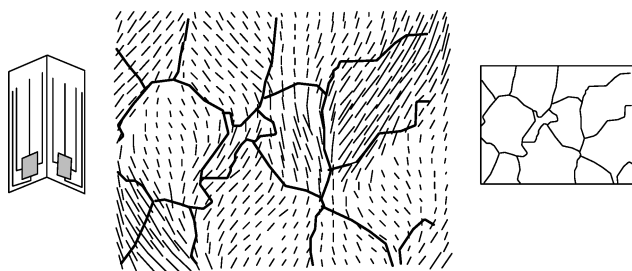


图 5.133 双霍尔传感器和 10mm × 20mm GO 型钢区域上的磁场分布（大小和方向）  
(After Pfützner, H., Z. Elektr. Energietechnik, 10, 534, 1980.)

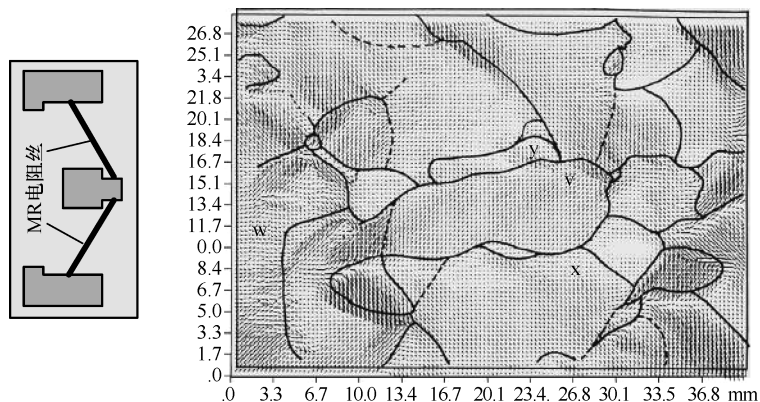


图 5.134 双 MR 传感器和 HiB 涂层型钢上的磁场分布（大小和方向）  
(晶粒结构分布图；来源于：Mohd Ali, B. B., 晶粒取向型硅钢上晶粒结构的电脑绘图，PhD dissertation, University of Cardiff, Cardiff, U. K., 1985.)

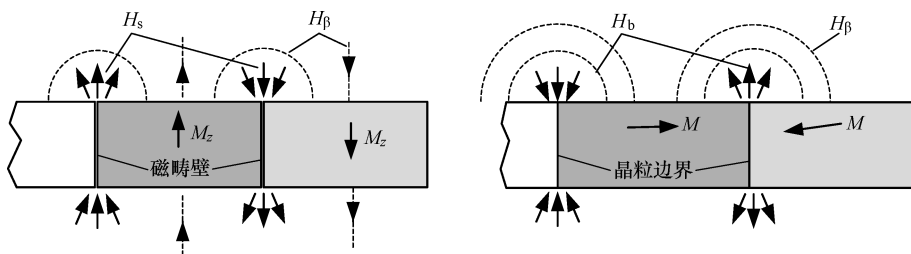


图 5.135 磁场强度： $H_s$ ，磁畴壁产生的； $H_b$ ，晶粒边界产生的；和杂散磁场  $H_\beta$   
(来源于 Pfützner, H. et al., Jpn. J. Appl. Phys., 22, 361, 1983.)

为了研究晶粒或者磁畴结构，不仅检测磁场的切向分量而且也要检测磁场的法向分量。如图 5.135 所示，在磁畴或者晶粒边界上会产生杂散磁场。这种磁场的图像是非常复杂的，因为很难区分晶粒边界磁场  $H_b$ 、磁畴壁磁场  $H_s$  和磁畴或者晶粒表面磁场  $H_p$ 。当磁畴结构不影响磁场分布时，仅研究晶粒结构的方法是测量饱和状态下的磁场。

图 5.136 描述了在使用 MR 传感器扫描过程中磁场法向分量的变化。图 5.137 描述了通过胶体技术获得磁畴结构图与使用 MR 传感器扫描到磁畴结构图之间的比较，可以观察到两个图具有很大程度的一致性。

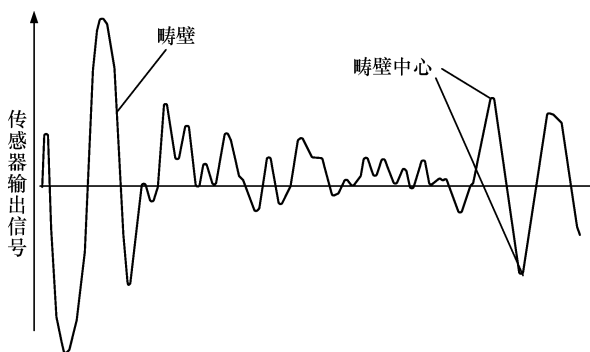


图 5.136 图 1.137 描述样品中沿着 a-b 线上扫描过程中的磁场  
(来源于: Nicholson, P. I., 使用磁阻传感器基于杂散磁场扫描技术的电工钢磁畴图像系统的开发, PhD dissertation, Cardiff School of Engineering, Cardiff, U. K., 1999.)

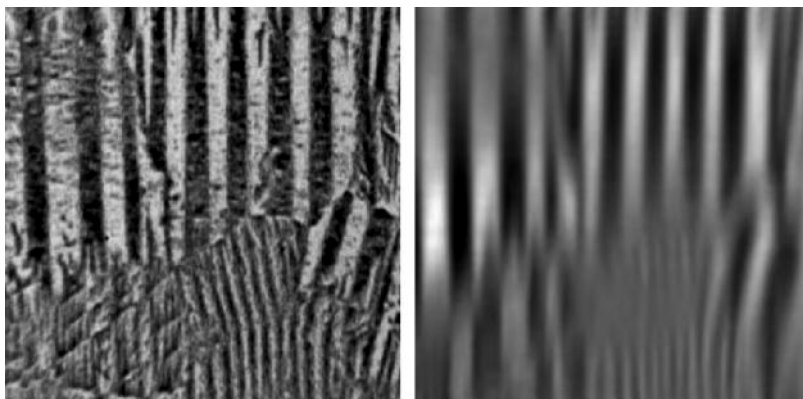


图 5.137 通过 Bitter 胶体技术获得磁畴结构图 (左) 和  
使用 MR 传感器扫描磁场后获得磁畴结构图 (右)

(来源于: Nicholson, P. I., 使用磁阻传感器基于杂散磁场扫描技术的电工钢磁畴图像系统的开发, PhD dissertation, Cardiff School of Engineering, Cardiff, U. K., 1999.)

图 5.138 描述了使用克尔装置扫描非晶材料区域得到的结果。在这种情况下，磁畴结构分析不会被晶粒结构所歪曲。

将通过简易胶体和浸蚀技术获得的结果 (见图 5.137 左侧和图 5.131) 与使用精密扫描装置获得的图像进行比较，可以看出简易方法具有令人满意的图像质量。因此，

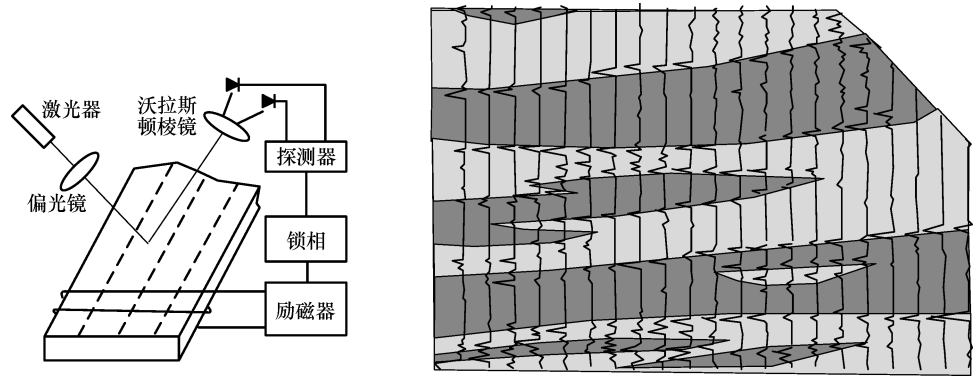


图 5.138 通过反射克尔光束扫描研究非晶材料磁畴的例子

(来源于: Pfützner, H. et al., 用于结晶型和非晶软磁性材料的无损检测新方法, in Proceedings of 2nd International Symposium on Physics of Magnetic Materials, Beijing, Japan, pp. 427-434, 1992.)

工业环境中简易方法仍是首选的方法。但是对于研究来说, 扫描技术是不可替代的。图 5.139 给出了这样的一个例子。

图 5.139 描述了一个使用热敏电阻扫描功率损耗的例子。可发现变压器部分铁心的局部功率损耗比平均功率损耗(使用 SST 装置测量)几乎高三倍。

5.4.4 磁致伸缩效应和其他磁力学效应的研究

磁致伸缩效应会引起噪声和振动, 这不仅会引起噪声污染而且还会加速变压器和旋转电机的磨损 (Weiser et al. 1996, Krell et al. 2000, Belahcen 2006, Snell 2008)。因此, 磁致伸缩的测量对磁性材料来说是非常重要的。

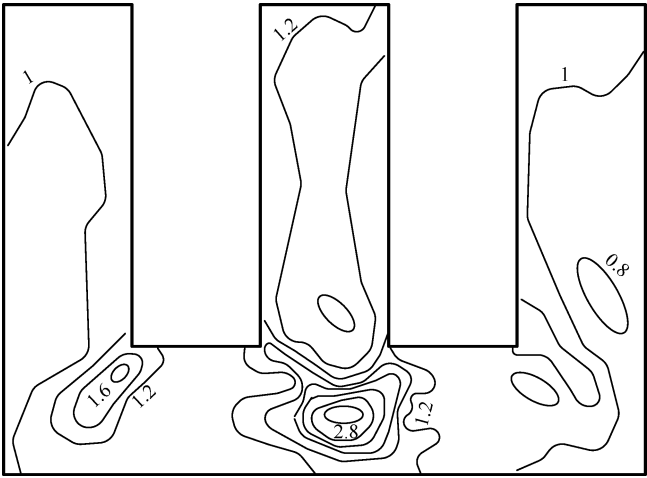


图 5.139 通过扫描温度上升方法研究功率损耗的范例  
(线条指示出功率损耗与平均 SST 损耗的比值)

(来源于: Krismanic, G. et al., J. Magn. Magn. Mater., 254-255, 60, 2003.)

IEC TC 68 标准委员会论述了新的标准“借助单片和爱波斯坦测试样品磁致伸缩特性的方法” TR62581 (Stanbury 2010)。Yabumoto (2009) 曾发表论文对磁致伸缩的现代测量技术进行了回顾。

磁致伸缩测量包括对样品磁化时物理尺寸变化的测量。这种测量主要困难就是尺寸变化非常小 (对于  $\text{SiFe}\lambda_s = \Delta l/l$  大约为  $10^{-5}$ ), 且很大程度上取决于机械应力



(Klimczyk et al. 2009)。因此测试样品应该足够长以至于可获得足够的变化尺寸，但另一方面标准又推荐使用与 SST 或者爱波斯坦方法相似的样品。因为磁致伸缩取决于磁感应强度波形，需要对该参数进行控制 (Anderson 2008)。

在以前对磁致伸缩进行测量时，通常使用电阻应变计。但是因为它仅适用于局部测量，现在更多使用的是可检测整个样品长度变化的光学方法。

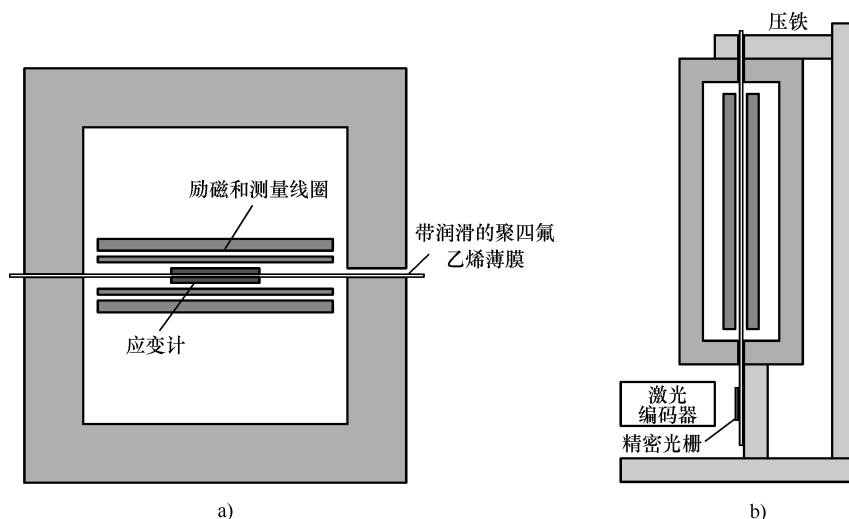


图 5.140 用于研究磁致伸缩的两个有代表性测量系统

(来源于: Hilgert, T. et al., Przegl. Elektrotech., 81 (5), 87, 2005; Ban, G. 和 Janosi, F., J. Magn. Magn. Mater., 160, 167-170, 1996.)

图 5.140a 描述了带有应变计的测量系统 (Hilgert et al. 2005)。样品必须可以自由地变形，因此产生一个小的气隙，样品自由变形也是与闭合磁化轭铁相比不同的地方 (Vandeveld et al. 2004)。通常测试集中在所谓的蝶形磁滞回线上，磁致伸缩与磁感应强度相对应，如图 5.141 所示。

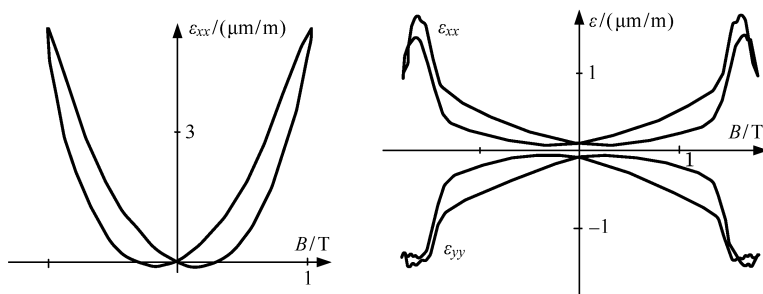


图 5.141 在 1Hz 磁化磁场下测量应变  $\varepsilon$  的结果的例子

(来源于: Hilgert, T. et al. Przegl. Elektrotech., 81 (5), 87, 2005)。

图 5.140b、图 5.142 和图 5.143 描述了基于光学方法的磁致伸缩测量装置。在 Ban 和 Janosi (1996) 推荐的系统中 (见图 5.139)，使用了商用激光线性编码器来检测尺

寸的变化。通过使用分辨率为  $2 \times 10^{-9}$  的迈克尔逊干扰计，如图 5.142 所示，即可以获得非常高的准确度。

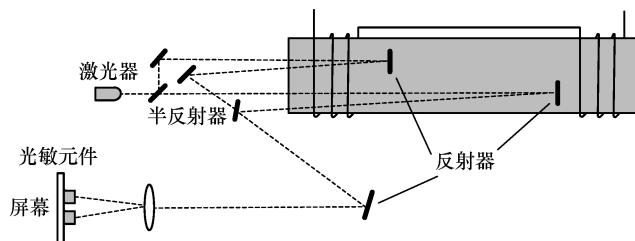


图 5.142 基于迈克尔逊干扰计的测量系统

（来源于：Sasaki et al. , 1996；Yabumoto, M. , *Przegl. Elektrotech.* , 85 (1) , 1, 2009. ）

目前许多系统都是由激光多普勒测振仪构成的（Nakata et al. 1994b, Mogi et al. 1996, Hirano et al. 2003）。在图 5.143 描述的装置中，多普勒频率取决于运动部分的速率，需要测量相对于基准反射器的速率之差。

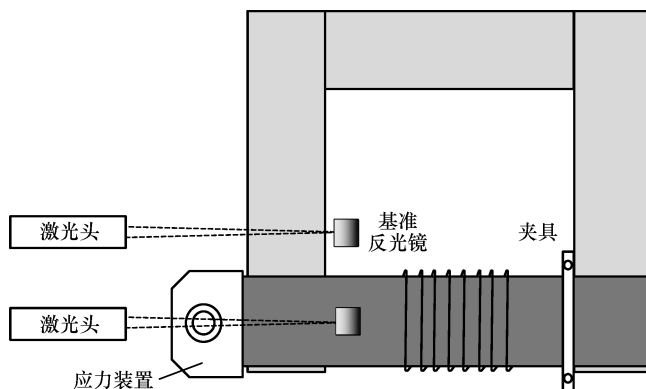


图 5.143 基于激光多普勒测振计的测量系统

（来源于：Yabumoto, M. , *Przegl. Elektrotech.* , 85 (1) , 1, 2009）

图 5.144 描述的磁致伸缩测量系统是基于两个压电加速度计的应用（Anderson et al. 2000, Anderson 2008）。

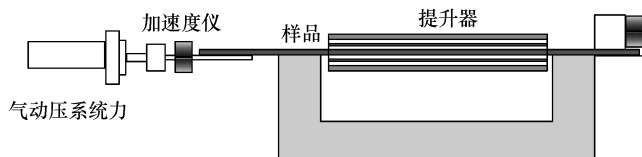


图 5.144 带有两个压电加速度计的磁致伸缩测量系统

（来源于：Anderson, P. I. et al. , *J. Magn. Magn. Mater.* , 215-216, 714, 2000. ）

在图 5.144 描述的测量系统中，通过两个灵敏度为  $1\text{V/g}$  的压电传感器（第二个传感器用作基准）来检测振动。这种系统装备了气动压力系统。磁化部分由任意波形磁

感应强度发生器来供电，这与测量其他参数如功率损耗、磁导率等系统中一样。图 5.145 描述了一个典型测量结果的例子。

可以看出磁致伸缩很大程度上取决于机械应力。但图 5.145 描述了磁力学效应第二个非常重要的问题——应力下其他磁性参数的显著变化。Permiakov et al. 对该效应进行了更详细的描述 (2003)。

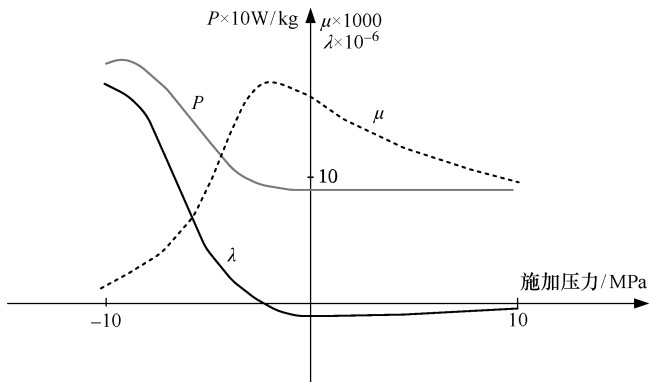


图 5.145 传统 GO 型钢 1.5T 时与外加应力相对应的磁致伸缩峰值、功率损耗和磁导率

(来源于: Anderson, P., *J. Magn. Magn. Mater.*, 320, e583, 2008.)

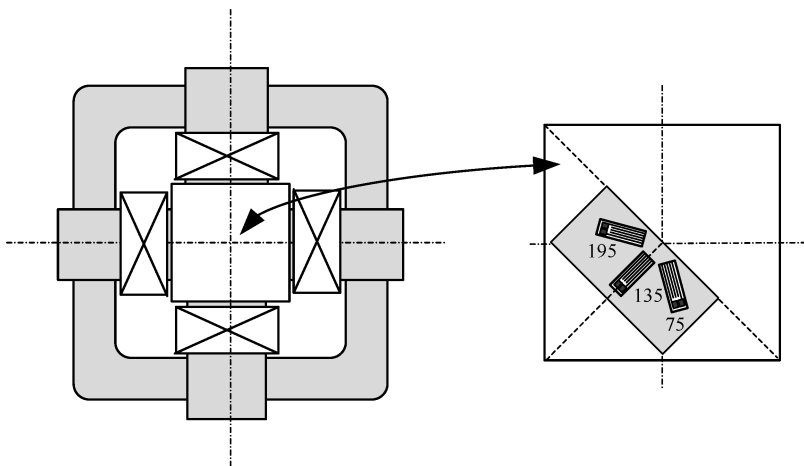


图 5.146 用于测量磁致伸缩矢量的系统

(来源于: Wakabayashi et al., 2009.)

在设计磁性装置时假如把磁力学问题当成一个多维问题来考虑，那么该问题将会变得很复杂。磁场和应力，包括旋转磁化和旋转磁致伸缩，在任意方向都会发生变化。因此，应该使用 RSST 装置测量磁致伸缩 (Enokizono et al. 1995, Piermiakov et al. 2003, Pulnikov et al. 2008, Somkun et al. 2009, Wakabayashi et al. 2009)。图 5.146 描述了这种方法的例子。为了测量应变，使用了三个应变计。在任意方向上的磁致伸缩为

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 e_{ij} \beta_i \beta_j \quad (5.79)$$

式中， $\beta_i$  和  $\beta_j$  是单位矢量的组成部分， $e_{ij}$  是应变张量。

从三个方向上测量 (75°, 135°, 195°)，可以通过下述矩阵来确定出应力张量 (Wakabayashi et al. 2009)：



$$\begin{pmatrix} e_{11} \\ e_{12} \\ e_{22} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} (1-\sqrt{3})/3 & 1/3 & (1+\sqrt{3})/3 \\ 1/3 & -2/3 & 1/3 \\ (1+\sqrt{3})/3 & 1/3 & (1-\sqrt{3})/3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_{75} \\ \lambda_{135} \\ \lambda_{195} \end{pmatrix} \quad (5.80)$$

将应力张量  $e_{ij}$  代入等式 (5.79) 中, 可以获得一个任意方向上的磁致伸缩值。在测量中同样也可以获得其他角度时的应力张量。

图 5.147 描述了一个由根特大学 (Ghent University) 开发的二维测试系统。特殊设计的机械系统可人为地引入一维应力。两个针式传感器和两个 H 形扁平线圈传感器用于测量磁场强度和磁感应强度的两分量。无磁性的舵柄和带有黄铜钳的支架可以给材料施加压力 (因为轭铁比样品要大得多, 部件的压力几乎可以忽略不计)。

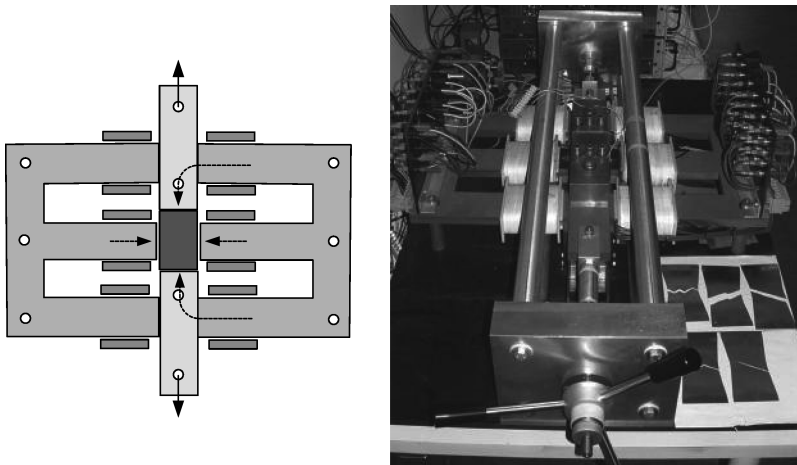


图 5.147 处于应力下的样品二维测试的系统

(来源于: Pierniakov, V. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 81 (5), 68, 2005. With permission)

在图 5.147 所描述的系统中, 交变磁化和旋转磁化波形可能是任意形状的。图 5.148 描述了施压压力后旋转磁化下的磁场强度轨迹的例子。

在磁性设备制备期间, 各种机械应力和切割、钻孔和焊接时的变形都会使材料磁特性下降 (Rygal et al. 2000, Schoppa et al. 2000, Kedous-Lebouc et al. 2003, Wilczynski et al. 2004, Kurosaki et al. 2008)。因此, 最好是在工作环境下精确地测量磁性材料。图 5.149 给出了定子绕组的测试方法, 通过使用一个附加的测试轭铁来闭合穿过齿部的磁路。这种测试方法, 测得加工后的定子功率损耗增加两倍多。

Kedous-Lebouc 直接测试了定子绕组齿部的磁特性, 得到了相似的结果, 如图 5.150 所示。如图 5.151 所描述的, 在 M330-35A 材料完全加工齿状冲孔后, 功率损耗几乎增加了两倍。

因此, 对磁性材料磁力学特性研究是非常重要的。在不同的加工步骤之后, 材料特性的退化不可避免 (只有切割的影响可以通过适当退火来消除)。但重要的是不同级别的无取向钢材对机械处理有不同的灵敏度 (Schoppa et al. 2000)。较好和贵重材料在加工以后与对应力特别敏感的便宜材料相比, 磁性能可能变得更差。

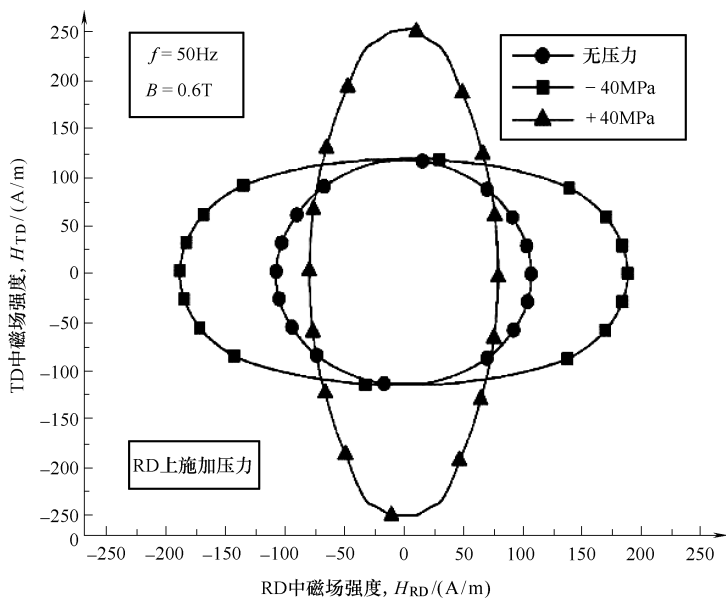


图 5.148 压力对旋转磁化的影响的结果

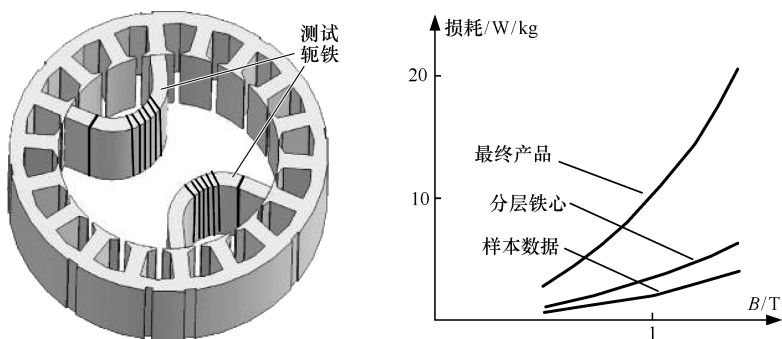
(来源于: Piermiakov, V. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 81 (5), 68, 2005.)

图 5.149 在加工过程中测试定子铁心的方法

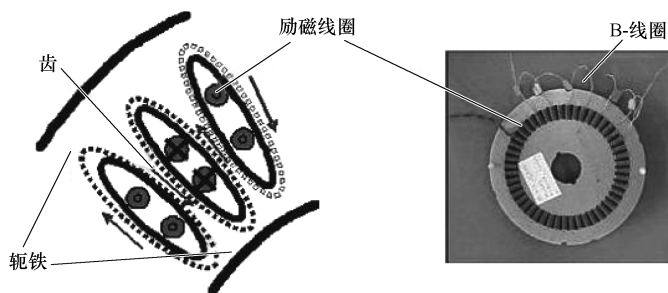
(来源于: Nakazaki, O. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 85 (1), 74, 2009.)

图 5.150 直接测试定子铁心的方法

(来源于: Kedous-Lebouc, A. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 83 (4), 55, 2007.)

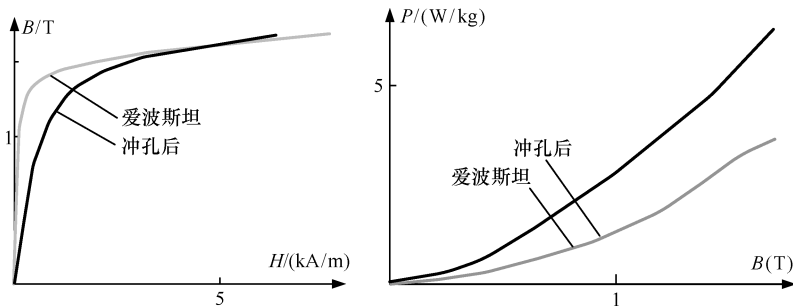


图 5.151 齿部冲孔后材料磁特性的退化

(来源于: Kedous-Lebouc, A. et al., *Przegl. Elektrotech.*, 83 (4), 55, 2007.)

## 参考文献

- Abdallh A., Dupre L., 2010a, Local magnetic measurements in magnetic circuits with highly non-uniform electromagnetic fields, *Meas. Sci. Technol.*, **21**, 045109.
- Abdallh A., Dupre L., 2010b, A Rogowski-Chattock coil for local magnetic field measurements: Sources of errors, *Meas. Sci. Technol.*, **21**.
- Abdallh A., Sergeant P., Crevecoeur G., Vandebossche L., Dupre L., Sablik M., 2009, Magnetic material identification in geometries with non-uniform electromagnetic fields using global and local magnetic measurements, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4157–4160.
- Ahlers H., Nadalski A., Rahf L., Siebert S., Sievert J., Son D., 1992, The measurement of magnetic properties of amorphous strips at higher frequencies using a yoke system, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 88–90.
- Ahlers H., Sievert J., Qu Q., 1982, Comparison of the single strip tester and Epstein frame measurements, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 176–178.
- Albir R.S., Moses A.J., 1990, Improved DC bridge method employed to measure local power loss in electrical steels and amorphous materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **83**, 553–554.
- Anderson P., 2008, Measurement of the stress sensitivity of magnetostriction in electrical steels under distorted waveform conditions, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, e583–e588.
- Anderson P.L., Moses A.J., Stanbury H.J., 2000, An automated system for the measurement of magnetostriction in electrical steel sheet under applied stress, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 714–716.
- Antonelli E., Cardelli E., Faba A., 2005, Epstein frame: How and when it can be really representative about the magnetic behavior of laminated magnetic steels, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 1516–1519.
- Anuszczyk J., Pluta W., 2009, *Soft Ferromagnetics in Rotating Magnetic Fields* (in Polish), WNT, Warszawa, Poland.
- Asti G., Rinaldi S., 1974, Singular points in the magnetization curve of a polycrystalline ferromagnet, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3600–3610.
- Asti G., Slozi M., 1996, Vibrating wire magnetic susceptometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **67**, 3543–3552.
- Bajorek J., Kalwak A., Kolasa J., 2004, Condition of webermeters operation and calibration, *Przegl. Elektrotech.*, **80**, 161–164.
- Ball D.A., Lorch H.O., 1965, An improved thermometric method of measuring local power dissipation, *J. Sci. Instrum.*, **42**, 90–92.
- Ban G., Janosi F., 1996, Measuring system and evaluation method of DC and AC magnetostriction behaviour to investigate 3.2% SiFe GO electrical steels, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 167–170.
- Basak A., Rowe D.M., Anayi F.J., 1995, Magnetic flux and loss measurements using thin film sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3170–3172.
- Basak A., Rowe D.M., Anayi F.J., 1997, Thin film senses magnetic flux and loss in rotary electric motors, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3382–3384.
- Baudouin P., Houbert Y., Tumanski S., 2003, Magnetic local investigations of non-oriented electrical steels after tensile deformation, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 32–35.
- Beckley P., 1983, Continuous power loss measurement with and against the rolling direction of electrical steel strip using nonenwrapping magnetizers, *IEE Proc. A*, **130**, 313–321.
- Beckley P., 2002, *Electrical Steels for Rotating Machines*, IEE, London, U.K.
- Belahcen A., 2006, Vibrations of rotating electrical machines due to magnetomechanical coupling and magnetostriction, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 971–974.
- Bengtsson C., Pfützner H., 1984, Stray field at grain boundaries in demagnetized stress coated HiB sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1478–1480.
- Bernards J.P.C., 1993, Design of a detection coil system for a biaxial vibrating sample magnetometer and some applications, *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 1918–1930.
- Birkelbach G., Hempel K.A., Schulte F.J., 1986, Very low frequency magnetic hysteresis measurements with well-defined time dependence of the flux density, *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 505–507.
- Birkfeld M., 1998, Investigation of the permeability tensor of electrical steel sheet, *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 3667–3673.

- Birkfeld M., Hempel K.A., 1994, A device for measuring the magnetic properties of ring specimens at high frequencies, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 393–395.
- Birkfeld M., Hempel K.A., 1996, An extended description of the behaviour of steel sheet under rotational flux conditions, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 17–18.
- Birkfeld M., Hempel K.A., 1997, Calculation of the magnetic behaviour of electrical steel sheet under two dimensional excitation by means of the reluctance tensor, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3757–3759.
- Bitter F., 1931, On inhomogenities in the magnetization of ferromagnetic materials, *Phys. Rev.*, **38**, 1903–1905.
- Boero G., Demierre M., Besse P.A., Popovic R.S., 2003, Micro-Hall devices: performances, technologies and applications, *Sens. Actuators A*, **106**, 314–320.
- Boon C.R., Thompson J.E., 1965, Alternating and rotational power loss at 50Hz in 3% SiFe sheets, *Proc IEE*, **112**, 2147–2151.
- Brailsford F., 1938, Rotational hysteresis loss in electrical sheet steel, *J. IEE*, **83**, 566.
- Brix W., 1982, Measurements of the rotational power loss in 3% silicon-iron at various frequencies using a torque magnetometer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 193–195.
- Brix W., Hempel K.A., 1984, Tensorial description of the rotational magnetization process in anisotropic silicon steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **41**, 279–281.
- Brix W., Hempel K.A., Schroeder W., 1982, Method for measurement of rotational power loss and related properties in electrical steel sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **18**, 1469–1471.
- Brix W., Hempel K.A., Schulte F.J., 1984, Improved method for the investigation of the rotational magnetization process in electrical steel sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1708–1710.
- Cagan V., Guyot M., 1984, Fast and convenient technique for broadband measurements of the complex initial permeability of ferrimagnets, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1732–1734.
- Cecchetti A., Ferrari G., Masoli F., Soardo G.P., 1978, Rotational power losses in 3% SiFe as a function of frequency, *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 356–358.
- Chang A.M., Hallen H.D., Harriott L., Hess H.F., Kao H.L., Kwo J., Miller R.E., Wolfe R., van der Ziel J., 1992, Scanning Hall probe microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1974–1976.
- Chen Z.J., Devine M.K., Jiles D.C., 1993, Measurements of magnetic circuit characteristics for comprehension of intrinsic magnetic properties of materials from surface inspection, *J. Appl. Phys.*, **73**, 5620–5622.
- Chikazumi S., 2009, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford Scientific Publishing, Oxford, U.K.
- Cornelius R. et al., 2002, Pulsed field magnetometer for industrial use, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 2462–2464.
- Cornut B., Catellani S., Perrier J.C., Kedous-Lebouc A., Waeckerle T., Fraisse H., 2003, New compact and precise magnetometer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 97–99.
- Cugat O., Byrne R., McCaulay J., Coey J.M.D., 1994, A compact vibrating sample magnetometer with variable permanent magnet flux source, *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 3570–3573.
- Cullity B.D., Graham C.D., 2009, *Introduction to Magnetic Materials*, Wiley, Hoboken, NJ.
- Cundeva M., Arsov L., 2000, Modeling and design of Epstein frame using FEM-3D, in *Nonlinear Electromagnetic Systems*, Vol. 18, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 105–108.
- Czeija E., Zawischa R., 1955, Vorrichtung zum Messen des Wechselinduktionsflusses oder der Flussänderung in ferromagnetischen Materialien aus der Induktionsspannung, Austrian Patent No. 180990.
- Dannatt C., 1933, Energy loss testing of magnetic materials utilizing a single strip specimen, *J. Sci. Instrum.*, **8**, 276–285.
- Davis P.J., Rabinowitz P., 2007, *Methods of Numerical Integration*, Dover Publication Inc., New York.
- Defoug S., Kaczmarek R., Rave W., 1996, Measurements of local magnetization by Kerr effect on SiFe nonoriented sheets, *J. Appl. Phys.*, **79**, 6036–6038.
- De Mott, 1966, An integrating type of electronic hysteresis-graph, *J. Appl. Phys.*, **37**, 1118–1119.
- De Mott, 1970, Integrating fluxmeter with digital readout, *IEEE Trans. Magn.*, **6**, 269–271.
- Derebasi N., Meydan T., Goktepe M., So M.H., 1992, Computerised DC bridge method of thermistor measurement of localised power loss in magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2467–2469.
- De Wulf M., Dupre L., Makaveev D., Melkebeek J., 2003, Needle probe techniques for local magnetic flux measurements, *J. Appl. Phys.*, **93**, 8271–8273.
- Di Napoli A., Paggi R., 1983, A model of anisotropic grain oriented steel, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 1557–1561.
- Disselinköter R., 1996, Automated magnetic hysteresis measurement system, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5208–5210.
- Dudding J. et al., 2002, A pulsed magnetometer for the quality control of permanent magnets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **142–245**, 1402–1404.
- Dufeu D., Lethuillier P., 1999, High sensitivity 2T vibrating sample magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 3035–3039.
- Eckert D., Sievert J., 1993, On the calibration of vibrating sample magnetometers with the help of nickel reference samples, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3001–3003.
- Eckert D. et al., 2001, High precision pick-up coils for pulsed field magnetization measurements, *Phys. B.*, **294–295**, 705–708.
- Enokizono M., 2009, Vector magnetic property and magnetic characteristic analysis by vector magneto-hysteresis E&S model, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 1148–1153.
- Enokizono M., Kanao S., Shirakawa G., 1995, Measurement of arbitrary dynamic magnetostriction under alternating and rotating field, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3409–3411.
- Enokizono M., Kanao S., Yuki K., 1994, Permeability tensor of grain-oriented silicon steel sheet, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 209–211.
- Enokizono M., Mori S., Benda O., 1997, A treatment of the magnetic reluctivity tensor for rotating magnetic field, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 1608–1611.
- Enokizono M., Sievert J.D., 1989, Magnetic field and loss analysis in an apparatus for the determination of rotational loss, *Phys. Scr.*, **39**, 356–359.
- Enokizono M., Sievert J., 1990, Analytical studies of the yoke construction of a single sheet testers, *Ann. Fis.*, **B86**, 123–125.

- Enokizono M., Sievert J., Ahlers H., 1990a, Optimum yoke construction for rotational loss measurements apparatus, *Ann. Fis.*, **B86**, 320–322.
- Enokizono M., Shimoji H., Ikagira A., 2003, Vector Magneto-Hysteric E&SS model for magnetic characteristic analysis, *Przegl. Elektrotech.*, **79**, 671–676.
- Enokizono M., Shimoji H., Ikagira A., 2006, Vector Magneto-Hysteric E&SS model for magnetic characteristic analysis, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 915–918.
- Enokizono M., Soda N., 1999, Iron loss analysis of transformer core model by FEM considering vector magnetic properties, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 3008–3011.
- Enokizono M., Suzuki T., Sievert J., Xu J., 1990b, Rotational power loss of silicon steel sheet, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2562–2564.
- Enokizono M., Tanabe I., 1997, Studies on a new simplified rotational loss tester, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4020–4022.
- Enokizono M., Tanabe I., Kubota T., 1998, Local distribution of magnetic properties in grain-oriented silicon steel sheet, *J. Appl. Phys.*, **83**, 6486–6488.
- Enokizono M., Todaka T., Sashikata T., Sievert J., Ahlers H., 1992, Magnetic field analysis of rotational loss tester with vertical yoke, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 81–84.
- Enokizono M., Urata S., 2007, Dynamic vector magneto-hysteric E&S model taking into account of eddy current effect, *Przegl. Elektrotech.*, **83**, 1–8.
- Espina-Hernandez J.H., Grössinger R., Kato S., Hauser H., Estevez-Rams E., 2004, New sensors for measuring M and H in high magnetic fields, *Phys. B.*, **346–347**, 543–547.
- Espina-Hernandez J.H., Grössinger R., Martinez-Garcia J.C., Estevez-Rams E., 2007, A new system for local area measurements in a pulsed field magnetometer, *Meas. Sci. Technol.*, **18**, 893–900.
- Fahy F.P., 1918, A permeameter for general magnetic analysis, *Chem. Mater. Eng.*, **19**, 339–342.
- Fard S.M.B., Moses A.J., 1994, A method of modelling the anisotropy of electrotechnical steels in the finite element method, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 536–539.
- Fiorillo F., 2004, *Measurement and Characterization of Magnetic Materials*, Elsevier, New York.
- Fiorillo F., Dupre L.R., Appino C., Rietto A.M., 2002, Comprehensive model of magnetization curve, hysteresis loop and losses in any direction in grain-oriented SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 1467–1475.
- Fiorillo F., Rietto A.M., 1988, Extended induction range analysis of rotational losses in soft magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 1960–1962.
- Flanders P.J., 1985, A Hall sensing magnetometer for measuring magnetization, anisotropy, rotational loss and time effects, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, 1584–1589.
- Flanders P.J., 1988, An alternating gradient magnetometer, *J. Appl. Phys.*, **63**, 3940–3945.
- Flanders P.J., 1990, A vertical force alternating gradient magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, 839–847.
- Foner S., 1956, Vibrating sample magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 548.
- Foner S., 1959, Versatile and sensitive vibrating sample magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 548–557.
- Foner S., 1975, Further improvements in vibrating sample magnetometer sensitivity, *Rev. Sci. Instrum.*, **46**, 1425–1426.
- Foner S., 1996, The vibrating sample magnetometer: Experiences of a volunteer, *J. Appl. Phys.*, **79**, 4740–4745.
- Frey T., Jantz W., Stibal R., 1988, Compensating vibrating reed magnetometer, *J. Appl. Phys.*, **64**, 6002–6007.
- Gerber J.A., Burmester W.L., Sellmyer D.J., 1982, Simple vibrating sample magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 691–693.
- Goldfarb R.B., Bussey H.E., 1987, Methods for measuring complex permeability at radio frequencies, *Rev. Sci. Instrum.*, **58**, 624–627.
- Golovanov C., Reyne G., Meunier G., Grössinger R., Dudding J., 2002, Finite element modeling of permanent magnets under pulsed field, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 1222–1225.
- Gorican V., Hamler A., Hribnik B., Jesenik M., Trlep M., 2000, 2D measurements of magnetic properties using a round RSST, in *Proceedings of 6th Workshop on 2D Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 66–75.
- Gorican V., Jesenik M., Hamler A., Stumberger B., Trlep M., 2002, Performance of round rotational single sheet tester at higher flux densities in the case of GO material, in *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*, Lüdenscheid, Germany, pp. 143–149.
- Gozdur R., 2004, Determination of quasi-static hysteresis loop of electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **80** (2), 147–149.
- Gozdur R., Majocha A., 2007, Classification criterion of quasi-static magnetic hysteresis loops, *Przegl. Elektrotech.*, **83** (1), 134–137.
- Gozdur R., Majocha A., 2010, Digital and analog processing of induction sensor signals, *Przegl. Elektrotech.*, **86** (4), 52–54.
- Graham C.D., 1969, Textured magnetic materials, in *Magnetism and Metallurgy*, Academic Press, New York, Chapter 15.
- Grössinger R., 2006, Magnetic characterization in a Pulsed Field Magnetometers, in *Springer Handbook of Materials Measurement Methods*, Czichos H. et al. (Eds.), Springer, Berlin, Germany, Chapter 10.3.
- Grössinger R., Dahlgren M., 1998, Exchange coupled hard magnetic materials in pulsed high magnetic fields, *Physica B*, **246–247**, 213–218.
- Grössinger R., Gigler C., Keresztes A., Fillunger H., 1988, A pulsed field magnetometer for the characterization of hard magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 970–973.
- Grössinger R., Jewell G.W., Dudding J., Howe D., 1993, Pulsed field magnetometry, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2980–2982.
- Grössinger R., Turtelli R.S., Tellez-Blanco C., 2004, The influence of magnetic viscosity on pulsed field measurements, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **6**, 557–563.
- Grössinger R., et al., 1999, Large bore field magnetometer for characterizing permanent magnets, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 3971–3973.
- Grössinger R. et al., 2002, Eddy currents in pulsed field measurements, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 911–914.
- Hasenzagl A., Pfützner H., Saito A., Okazaki Y., 1997, Status of the Vienna hexagonal single sheet tester, in *Proceedings of 5th Workshop on 2D Measurements*, Grenoble, 33–41.
- Hasenzagl A., Pfützner H., Saito A., Okazaki Y., 1998, Field distribution in rotational single sheet testers, *J. Phys. IV*, **8**, 681–684.
- Hasenzagl A., Weiser B., Pfützner H., 1996, Novel 3-phase excited single sheet tester for rotational magnetization, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 180–182.



- Havlicek V., Mikulec M., 1989, On-line testing device using the compensation method, *Phys. Scr.*, **39**, 513–515.
- Hilgert T., Vandevelde L., Melkebeek J., 2005, Magnetostriction measurement on electrical steels by means of strain gauges and numerical applications, *Przegl. Elektrotech.*, **81**(5), 87–91.
- Hirano M., Ishihara Y., Harada mK., Todaka T., 2003, A study on measurement of magnetostriction of silicon steel sheet by laser displacement meter, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 43–46.
- Hopkinson J., 1885, Magnetization of iron, *Trans. R. Soc.*, **A176**, 455–469.
- Hribernik B., Hamler A., Kreca B., Trlep M., 1998, Numerical estimation of the field error of small single and double sheet testers, *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 3276–3279.
- Hubert A., Schäfer R., 1998, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin, Germany.
- Ilo A., Pfützner H., Bangert H., Eisemnmenger-Sitner Ch., 1998, Sputtered search coil for flux distribution analyses in laminated magnetic cores, *J. Phys. IV*, **8**, Pr2-733–Pr2-736.
- Ingerson W.E., Beck F.J., Magnetic anisotropy in sheet steel, *Rev. Sci. Instrum.*, **9**, 31–35.
- Iranmanesh H., Tahouri B., Moses A.J., Beckley P., 1992, A computerised Rogowski–Chattock potentiometer compensated on-line power-loss measuring system for use on grain-oriented steel production lines, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 99–102.
- Jesenik M., Gorican V., Trlep M., Hamler A., Stumberger B., 2003, Calculation of the rotational magnetic fields in the sample of the rotational single sheet testers, *Przegl. Elektrotech.*, **79**, 920–922.
- Jewell G., Howe D., Schotzko C., Grössinger R., 1992, A method of assessing eddy current effects in pulsed magnetometry, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 3114–3116.
- Jiles D.C., Ramesh A., Shi Y., Fang X., 1997, Application of the anisotropic extension of the theory of hysteresis to the magnetization curves of crystalline and textured magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3961–3963.
- Kappel W., Pascale A., Rusu-Petroaia A., 1997, Power loss measurements in electrical steel using the H-coil method, *Sens. Act.*, **A59**, 320–322.
- Kawasaki K., Shimazu T., Sakuma Y., Iwasaki H., Yoshinaga N., Kikuchi T., 1996, Development of new pole figure method for directly projecting grains with high speed and high resolution using synchrotron radiation and its application for observing electrical steel and mild steel sheets at high temperatures, *Nippon Steel Technical Report*, No. 69.
- Kedous-Lebouc A., Cornut B., Perrier J.C., Manfe Ph., Chevalier Th., 2003, Punching influence on magnetic properties of the stator teeth of an induction motor, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 124–126.
- Kedous-Lebouc A., Gautreau T., Chevalier T., 2007, Effect of the stator punching on the iron loss of a high speed synchronous machine, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 55–60.
- Kelly J.M., 1957, New technique for measuring rotational hysteresis in ferromagnetic materials, *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 1038–1040.
- Khanlou A., Moses A.J., Meydan T., Beckley P., 1992, A non-enwrapping single yoke on-line magnetic testing system for use in the steel industry, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2479–2481.
- Khanlou A., Moses A.J., Meydan T., Beckley P., 1995, Computerized on-line power loss testing system for the steel industry, based on the RCP compensation technique, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3385–3387.
- Klimczyk P., Moses A., Anderson P., Davies M., 2009, Challenges in magnetostriction measurements under stress, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 100–102.
- Kouvel J.S., Graham C.D., 1957, On the determination of magnetocrystalline anisotropy constants from torque measurements, *J. Appl. Phys.*, **28**, 340–343.
- Krell C., Baumgartinger N., Krismanic G., Leiss E., Pfützner H., 2000, Relevance of multidirectional magnetostriction for the noise generation of transformer cores, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 634–636.
- Krell C., Pfützner H., 2005, Magnetostriction of different types of Fe-based soft magnetic alloys under rotational magnetization, *Przegl. Elektrotech.*, **81**(5), 47–51.
- Krismanic G., Leiss E., Barsoum S., Pfützner H., 2003, Automatic scanning system for the determination of local loss distribution in magnetic cores, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 60–63.
- Krismanic G., Pfützner H., Baumgartinger N., 2000, A handheld sensor for analyses of local distribution of magnetic field and losses, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 720–722.
- Kumano T., Haratani T., Ushigami Y., 2002, The relationship between primary and secondary recrystallization texture of grain oriented silicon steel, *ISIJ Int.*, **42**, 440–449.
- Kumano T., Haratani T., Ushigami Y., 2003, The improvement of primary texture for sharp Goss orientation on grain oriented silicon steel, *ISIJ Int.*, **43**, 736–745.
- Kurihara K., Kawamata Y., 1998, Development of a precise long-time digital integrator for magnetic measurements in a Tokamak, in *17th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering*, San Diego, CA, pp. 799–802.
- Kurosaki Y., Mogi H., Fujii H., Kubota T., Shiozaki M., 2008, Importance of punching and workability in non-oriented electrical steel sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, 2474–2480.
- Layland N.J., Moses A.J., Takahashi N., Nakata T., 1996, Effect of shape on samples of silicon iron on the directions of magnetic field and flux density, in *Nonlinear Electromagnet Systems*, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 800–803.
- Ling P.C.Y., Moses A.J., Grimmond W., 1990, Investigation of magnetic flux distribution in wound toroidal cores taking into account geometrical factors, *Ann. Fis.*, **B86**, 99–101.
- Liu J., Basak A., Moses A.J., 1996, The effectiveness of anisotropic magnetic material modelling methods, in *Nonlinear Electromagnetic Systems*, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 608–611.
- Liu J., Basak A., Moses A.J., Shirkoobi G.H., 1994, A method of anisotropic steel modelling using finite element method with confirmation by experimental results, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 3391–3394.

- Liu J., Shirkoohi G.H., 1993, Anisotropic magnetic material modelling using finite element method, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2458–2460.
- Lo C.C.H., Paulsen J.A., Jiles D., 2003, A magnetic imaging system for evaluation of material conditions using magneto-resistive devices, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 3453–3455.
- Loisos G., Moses A.J., 2001, Critical evaluation and limitations of localized flux density measurements in electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2755–2757.
- Loisos G., Moses A.J., 2003, Demonstration of a new method for magnetic flux measurement in the interior of a magnetic material, *Sens. Act.*, **A106**, 104–107.
- Maeda Y., Sugimoto S., Shimoji H., Todaka T., Enokizono M., Sievert J., 2007, Study of the counterclockwise/clockwise rotation problem with the measurement of two-dimensional magnetic properties, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 18–24.
- Makaveev D., de Wulf M., Gyselinck J., Maes J., Dupre L., Melkebeek J., 2000a, Measurement system for 2D magnetic properties of electrical steel sheets: design and performance, in *Proceedings of 6th Workshop on 2D Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 48–55.
- Makaveev D., Maes J., Melkebeek J., 2001, Controlled circular magnetization of electrical steel in rotational single sheet testers, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2740–2742.
- Makaveev D., von Rauch M., de Wulf M., Melkebeek J., 2000b, Accurate field strength measurement in rotational single sheet testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 673–676.
- Mallinson J., 1966, Magnetometer coils and reciprocity, *J. Appl. Phys.*, **37**, 2514–2515.
- Matheisel Z., 1973, *Cold Rolling Electrical Steel*, PWN.
- Marketos P., Zurek S., Moses A.J., 2007, A method for defining the mean path length of the Epstein frame, *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2755–2757.
- Matsuo T., Hirao H., Shimasaki M., 2007, Preliminary study of two-dimensional magnetic property measurement of silicon steel sheet using stator of induction motor, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 67–69.
- Mazzetti P., Soardo P., 1966, Electronic hysteresisgraph holds dB/dt constant, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 548–552.
- McCarthy M., Houze G.L., Malagari F.A., 1967, Texture-electrical property correlations in oriented silicon steel, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1096–1098.
- McDonald D., Steingrover E., 1978, Magnetic potentiometer as an aid in testing and analyzing magnetic devices, *J. Appl. Phys.*, **49**, 1791–1793.
- Mehnen L., Pfützner H., Krismanic G., Leiss E., Krell C., 2000, 2D magnetization control by means of evolutionary algorithm, in *Proceedings of 6th Workshop on 2D Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 122–130.
- Michalski A., 2002, Magnetovision, *IEEE Instrum. Meas. Mag.*, **5**, 66–69.
- Mikulec M., Havlicek V., Wiglasz V., Cech D., 1984, Comparison of loss measurements on sheets and strips, *J. Magn. Magn. Mater.*, **41**, 223–226.
- Moghaddam A.J., Moses A.J., 1992, A nondestructive automated method of localised power loss measurement in grain oriented 3% silicon iron, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 132–134.
- Moghaddam A.J., Moses A.J., 1993, Localised power loss measurement using remote sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2998–3000.
- Mogi H., Yabumoto M., Mizokami M., Okazaki Y., 1996, Harmonic analysis of AC magnetostriction measurements under non-sinusoidal excitation, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4911–4913.
- Mohd Ali B.B., 1985, Computer mapping of grain structures in grain-oriented silicon iron, PhD dissertation, University of Cardiff, Cardiff, U.K.
- Mohd Ali B.B., Moses A.J., 1989, A grain detection for grain-oriented electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 4421–4426.
- Mohri K., Fujimoto T., 1977, New grain detection methods for grain oriented SiFe with coating, *Soft Magnetic Materials Conference Proceedings*, Paper 19-1, Bratislava, Slovakia.
- Mohri K., Takeuchi S.I., Fujimoto T., 1979, Domain and grain observations using a colloid technique for grain-oriented SiFe with coating, *IEEE Trans. Magn.*, **15**, 1346–1349.
- Morino H., Ishihara Y., Todaka T., 1992, Measuring method of magnetic characteristics in any direction for silicon steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 115–119.
- Morino H., Ishihara Y., Todaka T., 1993, Measuring of magnetic characteristics of oriented silicon steel in an arbitrary direction, *Electr. Eng. Jpn.*, **113**(6), 1–9.
- Moses A.J., 1998a, Measurement and analysis of magnetic fields on the surface of grain-oriented silicon steel sheet, *J. Phys. IV*, **8**, Pr2-561–Pr2-565.
- Moses A.J., 1988b, Recent advances in experimental methods for the investigation of silicon iron, *Phys. Scr.*, **T24**, 49–53.
- Moses A.J., 1992, Problems in modelling anisotropy of electrical steels, *Int. J. Appl. Electromagnet. Mater.*, **3**, 193–197.
- Moses A.J., 1994, Rotational magnetization—Problems in experimental and theoretical studies of electrical steels and amorphous magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 902–906.
- Moses A.J., Hamadeh S., 1983, Comparison of the Epstein square and a single strip tester for measuring the power loss of nonoriented electrical steels, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, 2705–2710.
- Moses A.J., Jones R.M., 1988, Application of ferromagnetic magneto-resistive sensors in mapping of steel structures, 49–56.
- Moses A.J., Konadu S.N., 2001, Some effects of grain boundaries on the field distribution on the surface of grain oriented electrical steels, *Int. J. Appl. Electromagnet. Mech.*, **13**, 339–342.
- Moses A.J., Leicht J., 2004, Measurement and prediction of iron loss in electrical steel under controlled magnetization conditions, *Przegl. Elektrotech.*, **80**(12), 1181–1187.
- Moses A.J., Soinski M., 1996, Nonlinear dependencies between grain orientation and anisotropy of magnetic properties of electrical steel sheets with Goss texture, in *Nonlinear Electromagnetic Systems*, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 446–449.
- Moses A.J., Thomas B., 1973, The spatial variation of localized power loss in two practical transformer T-joints, *IEEE Trans. Magn.*, **9**, 655–659.

- Moses A.J., Williams P.I., Hoshtanar O.A., 2005, A novel instrument for real time dynamic domain observation in bulk and micromagnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3736–3738.
- Mthombeni T.L., Pillay P., Strnat R.M., 2007, New Epstein frame for lamination core loss measurements under high frequencies and high flux densities, *IEEE Trans. Energy Convers.*, **22**, 614–620.
- Nafalski A., Moses A.J., 1990, Loss measurements of amorphous materials using single strip testers, *Phys. Scr.*, **40**, 532–535.
- Nafalski A., Moses A.J., Meydan T., Abousetta M.M., 1989, Loss measurements on amorphous materials using a field compensated single strip tester, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 4287–4291.
- Nakata T., Fujiwara K., Nakano M., Kayada T., 1990a, Effect of the construction of yokes on the accuracy of single sheet tester, *Ann. Fis.*, **B86**, 190–192.
- Nakata T., Ishihara Y., Nakaji M., Todaka T., 2000, Comparison between the H-coil method and the magnetizing current method for the single sheet tester, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215**, 607–610.
- Nakata T., Ishihara Y., Takahashi N., Kawase Y., 1982, Analysis of magnetic fields in a single sheet tester using an H-coil, *J. Magn. Magn. Mater.*, **26**, 179–180.
- Nakata T., Takahashi N., Fujiwara K., Nakano M., 1993, Measurement of magnetic characteristics along arbitrary directions of grain-oriented silicon steel up to high flux densities, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3544–3546.
- Nakata T., Takahashi N., Fujiwara K., Nakano M., 1994, Study of horizontal-type single sheet testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 416–418.
- Nakata T., Takahashi N., Kawase Y., 1985, Factors affecting the accuracy of a single sheet testers using an H coil, in *Proceedings of the Soft Magnetic Materials Conference*, pp. 49–51.
- Nakata T., Takahashi N., Kawase Y., 1990b, Factors affecting the accuracy of a single sheet tester using a H-coil, *Ann. Fis.*, **B86**, 49–51.
- Nakata T., Takahashi N., Kawase Y., Nakano M., 1984, Influence of lamination orientation and stacking on magnetic characteristics of grain-oriented silicon steel laminations, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1774–1776.
- Nakata T., Takahashi N., Nakano M., Muramatsu K., Miyake M., 1994b, Magnetostriction measurements with a laser Doppler velocimeter, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4563–4565.
- Nakata T., Yoshihiro K., Nakano M., 1987, Improvement of measuring accuracy of magnetic field strength in single sheet testers by using two H-coils, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 2596–2598.
- Nakazaki O., Todaka T., Enokizono M., 2009, Iron loss evaluation in stator cores of rotating machines during manufacturing process, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 74–78.
- Nam Quoc Ngo, 2006, A new approach for design of wideband digital integrator and differentiator, *IEEE Trans. Circuits Syst. II*, **53**, 936–940.
- Narita K., Yamaguchi T., 1974, Rotational hysteresis loss in silicon-iron single crystal with (001) surfaces, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 165–167.
- Nencib N., Kedous-Lebouc A., Cornut B., 1994, 3D analysis of a rotational loss tester with vertical yokes, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 553–556.
- Nencib N., Kedous-Lebouc A., Cornut B., 1995, 2D analysis of rotational loss tester, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3388–3390.
- Neumann H., 1939, Messung der Koerzitivkraft, *ATM*, 957–961.
- Nicholson P.I., 1999, Development of a magnetic domain imaging system for electrical steel using a magnetoresistive sensor based stray field scanning technique, PhD dissertation, Cardiff School of Engineering, Cardiff, U.K.
- Normann N., Mende H.H., 1980, Stray field measurements on grain oriented SiFe sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 386–390.
- O'Barr R., Lederman M., Schultz S., 1996, A scanning microscope using a magnetoresistive head as the sensing element, *J. Appl. Phys.*, **79**, 8067–8069.
- Oral A., Bending S.J., Henini M., 1996, Real time scanning Hall probe microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1324–1326.
- Ouchi K., Iwasaki S., 1988, Analysis of perpendicular recording media using a biaxial vibrating sample magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 3009–3011.
- Overshott K.J., Blundell M.G., 1984, Power loss, domain wall motion and flux density of neighbouring grains in grain-oriented 3% silicon iron, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1551–1553.
- Pacyna A.W., Ruebenbauer K., 1984, General theory of a vibrating magnetometer with extended coils, *J. Phys. E.*, **17**, 141–143.
- Papamarkos N., Chamzas C., 1996, A new approach for the design of digital integrators, *IEEE Trans. Circuits Syst. I*, **43**, 785–791.
- Pera T., Ossart F., Waeckerle T., 1993a, Numerical representation for anisotropic materials based on coenergy modeling, *J. Appl. Phys.*, **73**, 6784–6786.
- Pera T., Ossart F., Waeckerle T., 1993b, Field computation in non-linear anisotropic sheets using the coenergy model, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2425–2427.
- Perevertov O., 2005, Measurement of the surface field on open magnetic samples by the extrapolation method, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 104701.
- Perevertov O., 2009, Increase of precision of surface magnetic field measurement by magnetic shielding, *Meas. Sci. Technol.*, **20**, 055107.
- Permiakov V., Pulnikov A., Dupre L., De Wulf M., Melkebeek J., 2003, Magnetic properties of Fe-Si steel depending on compressive and tensile stresses under sinusoidal and distorted excitations, *J. Appl. Phys.*, **93**, 6689–6691.
- Pfützner H., 1980a, Anwendungen von Hallgeneratoren im Vergleich zu anderen Methoden der Feldstärkeerfassung bei der Prüfung von Elektrolechen, *Z. Elektr. Inform. Energietechnik*, **10**, 534–546.
- Pfützner H., 1980b, Computer mapping of grain structure in coated silicon iron, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 27–30.
- Pfützner H., 1981, Neuartige zerstörungsfreie Kristallstruktur Analyse an isolierten Transformatorblechen, *Microchim. Acta., Suppl.*, **9**, 193–204.
- Pfützner H., 1994, Rotational magnetization and rotational losses of grain oriented silicon steel sheets—Fundamental aspects and theory, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 2802–2807.
- Pfützner H., 2000, Different designs of rotational single sheet testers—Suggestions for procedures of calibration, in *Proceedings of 6th Workshop 2D-Magnetic Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 154–162.



- Pfützner H., 2002, Present status of research on two-dimensional magnetization, in *Proceedings of the 7th Workshop 2D-Magnetic Measurements*, Lüdenscheid, Germany, pp. 81–87.
- Pfützner H., Bengtsson C., Leeb A., 1985, Domain investigation on coated unpolished SiFe sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, 2620–2625.
- Pfützner H., Futschik K., Luo Y., 1982, Effect of bending on GO silicon iron sheets, *IEEE Trans. Magn.*, **18**, 1499–1501.
- Pfützner H., Krismanic G., 2004, The needle method for induction tests: Sources of errors, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, pp. 1610–1616.
- Pfützner H., Krimsanac G., Yamaguchi H., Leiss E., Chinag W.C., 2007, A study on possible sources of errors of loss measurement under rotational magnetization, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 9–13.
- Pfützner H., Mulasalihovic E., 2009, Thin film technique for interior magnetic analysis of laminated machine cores, *Przegl. Elektrotech.*, **85**, 39–42.
- Pfützner H., Schwarz G., Fidler J., 1983, Computer controlled domain detector, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22**, 361–364.
- Pfützner H., Schönhuber P., 1991, On the problem of the field detection for single sheet testers, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 778–785.
- Pfützner H., Schönhuber P., Futschik K., 1992, Novel nondestructive methods for analysis of crystalline and amorphous soft magnetic materials, in *Proceedings of 2nd International Symposium on Physics of Magnetic Materials*, Beijing, Japan, pp. 427–434.
- Piermiakov V., Pulnikov A., Dupre L., Melkebeek J., 2005, 2D magnetic measurements under 1D stress, *Przegl. Elektrotech.*, **81**(5), 68–72.
- Piermiakov V., Pulnikov A., Makaveev D., De Wulf M., Dupre L., Melkebeek J., 2003, Magnetic measurements under compressive and tensile stresses for nonoriented electrical steel, *PTB Bericht*, **E-81**, 15–21.
- Pluta W., Kitz E., Krell C., Rygal R., Soinski M., Pfützner H., 2003, Practical relevance of rotational loss measurement of laminated machine cores, *Przegl. Elektrotech.*, **79**, 151–154.
- Pulnikov A., Piermikov V., De Wulf M., Melkebeek J., 2003, Measuring setup for the investigation of the influence of mechanical stresses on the magnetic properties of electrical steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 47–49.
- Qiu Z.Q., Bader S.D., 2000, Surface magneto optic Kerr effect, *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 1243–1255.
- Radley G.S., Moses A.J., 1981, Apparatus for experimental simulation of magnetic flux and power loss distribution in a turbogenerator stator core, *IEEE Trans. Magn.*, **17**, 1311–1316.
- Richter H.J., Hempel K.A., Pfeiffer J., 1988, Improvement of sensitivity of the vibrating reed magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1388–1393.
- Ross G., 2006, Soft and hard magnetic materials: Standard measurement techniques for properties related to B(H) loop, in *Springer Handbook of Materials Measurement Methods*, Springer, Berlin, the Netherlands, Chapter 10.2.
- Ross W., Hempel K.A., Voigt C., Dederichs H., Schippan R., 1980, High sensitivity vibrating reed magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, 612–613.
- Rygal R., Moses A.J., Derebasi N., Schneider J., Schoppa A., 2000, Influence of cutting stress on magnetic field and flux density distribution in non-oriented electrical steels, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 687–689.
- Salz W., 1994, A two dimensional measuring equipment for electrical steel, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 1253–1257.
- Samwell E.O., Bolhuis T., Lodder J.C., 1998, An alternative approach to vector vibrating sample magnetometer detection coil setup, *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 3204–3209.
- Sandford R.L., Bennet E.G., 1933, An apparatus for magnetic testing of high magnetizing forces, *Bur. Stand. J. Res.*, **10**, 567.
- Sasaki T., Imamura M., Takada S., Suzuki Y., 1985, Measurement of rotational power losses in silicon iron sheets using wattmeter method, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, 1918–1920.
- Schmidt N., Güldner H., 1996, A simple method to determine dynamic hysteresis loops of soft magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 489–496.
- Scholes R., 1970, Application of operational amplifier to magnetic measurements, *IEEE Trans. Magn.*, **6**, 289–291.
- Schönhuber P., Pfützner H., 1989, Hall sensor for automatic detection of domains ion coated silicon iron, *Phys. Scr.*, **40**, 558–560.
- Schoppa A., Schneider J., Wuppermann C.D., 2000, Influence of the manufacturing process on the magnetic properties of non-oriented electrical steels, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 74–78.
- Senda K., Ishida M., Sato K., Komatsubara M., Yamaguchi T., 1997, Localized magnetic properties in grain oriented silicon steel measured by stylus probe method, *Trans. IEE Jpn.*, **117A**, 941–949.
- Senda K., Ishida M., Sato K., Komatsubara M., Yamaguchi T., 1999, Localized magnetic properties in grain oriented electrical steel measured by needle probe method, *Electr. Eng. Jpn.*, **126**, 942–949.
- Senda K., Kurosawa M., Ishida M., Komatsubara M., Yamaguchi T., 2000, Local magnetic properties in grain oriented steel measured by the modified needle probe method, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 136–139.
- Shen D., Sabonnadiere J.C., Meunier G., Coulomb J.L., Sacotte M., 3D anisotropic magnetic field calculation in transformer joints, *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 3783–3785.
- Shilling J.W., Houze G.L., 1974, Magnetic properties and domain structure in grain oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 195–223.
- Shimamura M., Okinori C., Tanaka H., Enokizono M., 2000, Approach to 2-dimensional high frequency magnetic characteristic measurement with high speed and accuracy, in *Proceedings of 6th Workshop on 2D Measurements*, Badgastein, Austria, pp. 138–146.
- Shikoochi G.H., 1994, Anisotropic properties of low grade non-oriented electrical steel, in *Proceedings of International Conference ELMECO*, Lublin, Poland, September 8–9, 1994, pp. 141–146.
- Shirkoochi G.H., Arikat M.A.M., 1994, Anisotropic properties of high permeability grain-oriented 3.25% SiFe electrical steel, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 928–930.
- Shirkoochi G.H., Kontopoulos A.S., 1994, Computation of magnetic field in Rogowski–Chattock potentiometer compensated magnetic testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 587–590.

- Shirkoohi G.H., Liu J., 1994, A finite element method for modelling of anisotropic grain-oriented steels, *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 1078–1080.
- Shull R.D., McMichael R.D., Swartzendruber L.J., Leigh S.D., 2000, Absolute magnetic moment measurements of nickel spheres, *J. Appl. Phys.*, **87**, 5992–5994.
- Sievert J.D., 1984, Determination of AC magnetic power loss of electrical steel sheet: present status and trends, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 1702–1707.
- Sievert J., 1990, Recent advances in the one- and two-dimensional magnetic measurement technique for electrical sheet steel, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2553–2558.
- Sievert J., 1992, On measuring the magnetic properties of electrical sheet steel under rotational magnetization, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 50–57.
- Sievert J., 1995, One- and two-dimensional magnetic phenomena in electrical steel and their measurement, in *Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic Systems*, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands, pp. 639–642.
- Sievert J., 2005, On the metrology of the magnetic properties of electrical sheet steel, *Przegl. Elektrotech.*, **81**, 1–5.
- Sievert J., Ahlers H., 1990, Is the Epstein frame replaceable? *Ann. Fis.*, **B86**, 58–63.
- Sievert J., Ahlers H., Brosien P., Cundeva M., Luedke J., 2000, Relationship of Epstein to SST results for grain oriented steel, in *Non-linear Electromagn. Systems*, Vol. 18, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 3–6.
- Sievert J., Ahlers H., Enokizono M., Kauke S., Rahf L., Xu J., 1992, The measurement of rotational power loss in electrical sheet steel using a vertical yoke system, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 91–94.
- Sievert J., Ahlers H., Lüdke J., Siebert S., Pareti L., Solzi M., 1993, European intercomparison of measurements on permanent magnets, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2887–2889.
- Sievert J., Ahlers H., Siebert S., Enokizono M., 1990a, On the calibration of magnetometers having electromagnets with the help of cylindrical nickel reference samples, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2052–2054.
- Sievert J., Binder M., Rahf L., 1990b, On the reproducibility of a single sheet testers: Comparison of different measuring procedures and SST designs, *Ann. Fis.*, **B86**, 76–78.
- Sievert J., Xu J., Enokizono M., Ahlers H., 1990c, Studies on the rotational power loss measurement problem, *Ann. Fis.*, **B86**, 35–37.
- Sievert J. et al., 1996, European intercomparison of measurements of rotational power loss in electrical sheet steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 115–118.
- Silvester P.P., Gupta R.P., 1991, Effective computational models for anisotropic soft B/H curves, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3804–3807.
- Smith C.H., Schneider R.W., Pohm A.V., 2003, High resolution giant magnetoresistance on chip arrays for magnetic imaging, *J. Appl. Phys.*, **93**, 6864–6866.
- Snell D., 2008, Measurement of noise associated with model transformer cores, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, e535–e538.
- So M.H., Nicholson P.I., Meydan T., Moses A.J., 1995, Magnetic domain imaging in coated silicon iron using magnetoresistive sensors, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3370–3372.
- Soinski M., 1984, Application of the anisometric method for determining polar curves of induction, apparent core loss and core loss in cold-rolled electrical sheets of Goss texture, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 172–183.
- Soinski M., Moses A.J., 1995, Anisotropy in iron based soft magnetic materials, in *Handbook of Magnetic Materials*, v.8, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands, Chapter 4.
- Somkun S., Moses A.J., Zurek S., Anderson P.I., 2009, Development of an induction motor core model for measuring rotational magnetostriction under PWM magnetisation, *Przegl. Elektr.*, **85**(1), 103–107.
- Spuig P., Defrasne P., Martin G., Moreau M., Moreau Ph., Saint-Laurent F., 2003, An analog integrator for thousand second long pulses in Tore Supra, *Fusion Eng. Des.*, **66–68**, 953–957.
- Stanbury H.J., 2010, International standards applied to magnetic alloys and steels, *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 274–278.
- Stata R., 1967, Operational integrators, Analog Devices Application Note No. AN-357.
- Steingrover E., Ross G., 1997, *Magnetic Measuring Techniques*, Magnet-Physik, Cologne, Germany.
- Street R., Day R.K., Dunlop J.B., 1987, Magnetic viscosity in  $\text{BdFeB}$  and  $\text{SmCo}_5$  alloys, *J. Magn. Magn. Mater.*, **69**, 106–112.
- Stupakov O., Kikuchi H., Liu T., Takagi T., 2009, Applicability of local magnetic measurements, *Measurement*, **42**, 706–710.
- Stupakov O., Wood R., Melikhov Y., Jiles D., 2010, Measurement of electrical steels with direct field determination, *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 298–301.
- Tamaki T., Fujisaki K., Yamada T., 2009, Hole effect on magnetic field uniformity in Single Sheet Tester, *Przegl. Elektr.*, **85**(1), 71–73.
- Tejedor M., Garcia J.A., Carrizo J., 1990, Determination of anisotropy constants of amorphous magnetic alloy ribbons by torque magnetometer, *Ann. Fis.*, **B86**, 111–113.
- Tejedor M., Rubio H., Gonzalez M., Elbaile L., Iglesias R., 1993, A system for the measurement of near surface magnetic properties, *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 2933–2937.
- Tellez-Blanco J.C., Sato Turtelli R., Grössinger R., 1999, Giant magnetic viscosity in  $\text{SmCo}_5\text{Cu}$  alloys, *J. Appl. Phys.*, **86**, 5157–5163.
- Thouttuvelil V.J., Wilson T.G., Owen H.A., 1990, High frequency measurement techniques for magnetic cores, *IEEE Trans. Power Electron.*, **5**, 41–53.
- Todaka T., Maeda Y., Enokizono M., 2009, Counterclockwise/clockwise rotational losses under high magnetic field, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 20–24.
- Trout S.R., 1988, Use of Helmholtz coils for magnetic measurements, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 2108–2111.
- Tseng C.C., 2006, Digital integrator design using Simpson rule and fractional delay filter, in *IEEE Proceedings of Vision Image Signal Processing*, 153, pp. 79–85.
- Tumanski S., 1988, The application of permalloy magnetoresistive sensors for nondestructive testing of electrical steel sheets, *J. Magn. Magn. Mater.*, **75**, 266–272.
- Tumanski S., 1998, The investigations of electrical steel non-uniformity, *J. Phys. IV*, **8**, Pr2-575–Pr2-578.
- Tumanski S., 1999, Magnetovision, in *McGraw-Hill 2000 Yearbook of Science and Technology*, McGraw-Hill, New York, pp. 242–244.

- Tumanski S., 2000a, Nondestructive testing of the stress effects in electrical steel by magnetovision method, in *Non-Linear Electromagnetic Systems*, Vol. 18, IOS Press, Amsterdam, the Netherlands, pp. 273–276.
- Tumanski S., 2000b, The experimental verification of the condition of the magnetic material caused by different technological processes, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215–216**, 749–752.
- Tumanski S., 2002a, A multicoil sensor for tangential magnetic field investigations, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 1153–1156.
- Tumanski S., 2002b, Which magnetizing circuit is suitable for two-dimensional measurements, in *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*, Lüdenscheid, Germany, pp. 151–157.
- Tumanski S., 2002c, Investigations of two-dimensional properties of selected electrical steel samples by means of the Epstein method, in *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*, Lüdenscheid, Germany, pp. 151–157.
- Tumanski S., 2002d, A method of testing of the plane distribution of anisotropy, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 2808–2810.
- Tumanski S., 2003, Investigations of the anisotropic behaviour of SiFe steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 50–53.
- Tumanski S., 2005, New design of the magnetizing circuit for 2D testing of electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **81(5)**, 32–34.
- Tumanski S., 2007, Scanning of magnetic field as a method of investigations of the structure of magnetic materials, *Przegl. Elektrotech.*, **83(1)**, 108–112.
- Tumanski S., Bakon T., 2001, Measuring system for two-dimensional testing of electrical steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **223**, 315–325.
- Tumanski S., Baranowski S., 2004, Single strip tester with direct measurement of magnetic field strength, *J. Electr. Eng.*, **55**, 41–44.
- Tumanski S., Baranowski S., 2006, Magnetic sensor array for investigations of magnetic field distribution, *J. Electr. Eng.*, **57**, 185–188.
- Tumanski S., Baranowski S., 2007, Single strip tester of magnetic materials with array of magnetoresistive sensors, *Przegl. Elektrotech.*, **83**, 46–49.
- Tumanski S., Baranowski S., 2008, Analysis of heterogeneity of electrical steel, *J. Electr. Eng.*, **59**, 1–4.
- Tumanski S., Frykowski B., 1998, New method of texture and anisotropy analysis in Go SiFe steel, *J. Phys. IV*, **8**, Pr2-669–Pr2-672.
- Tumanski S., Liszka A., 2002a, *On-Line Evaluation of Electrical Steel Structure and Quality*, INTRERMAG 2002 Paper No. DU09, Amsterdam, the Netherlands.
- Tumanski S., Liszka A., 2002b, The methods and devices for scanning of magnetic fields, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 1253–1256.
- Tumanski S., Liszka A., 2004, Analysis of magnetic field distribution in C-yoke system, *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **19**, 663–666.
- Tumanski S., Pluta W., Soinski M., 2004, Analysis of magnetic field distribution in the sample of RSST device, in *Proceedings of Soft Magnetic Materials 16 Conference*, Düsseldorf, Germany, pp. 859–864.
- Tumanski S., Stabrowski M., 1998, The magnetovision method as a tool to investigate the quality of electrical steel, *Meas. Sci. Technol.*, **9**, 488–495.
- Tumanski S., Winek T., 1997, Measurements of the local values of electrical steel parameters, *J. Magn. Magn. Mater.*, **174**, 185–191.
- Vandeveld L., Hilgert T.G.D., Melkebeek J.A.A., 2004, Magnetostriction and magnetic forces in electrical steel: finite element computations and measurements, *IEE Proc. Sci. Meas. Technol.*, **151**, 456459.
- Waeckerle T., Rouve L.L., Talowski C., 1995, Study of anisotropic B-H models for transformer cores, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3991–3993.
- Wakabayashi D., Maeda Y., Shimoji H., Todaka T., Enokizono M., 2009, Measurement of vector magnetostriction in alternating and rotating magnetic field, *Przegl. Elektrotech.*, **85(1)**, 34–38.
- Wecker S.M., Morris P.R., 1978, Modern methods of texture analysis, *J. Appl. Cryst.*, **11**, 211–220.
- Weiser B., Hasenzagl A., Booth T., Pfützner H., 1996, Mechanisms of noise generation of model transformer cores, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 207–209.
- Weiss P., Planer V., 1908, Hysteresis in rotating field, *J. Phys.*, **4/7**, 5.
- Wenk H.R., Van Houtte P., 2004, Texture and anisotropy, *Rep. Prog. Phys.*, **67**, 1367–1428.
- Werner R., 1957, Einrichtung zur Messung magnetischer Eigenschaften von Blechen bei Wechselstrommagnetisierung, Austrian Patent 191015.
- Wiglasz V., 1992, Comparison of magnetic measurements on sheets and Epstein samples, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 85–87.
- Wilczynski W., Schoppa A., Schneider J., 2004, Influence of different fabrication steps of magnetic cores on their magnetic properties, *Przegl. Elektr.*, **80(2)**, 118–122.
- Wilkins F.J., Drake A.E., 1965, Instrument for measuring local power losses in uncut electrical steel sheet, *IEE Proc.*, **112**, 786–793.
- Wilkins F.J., Drake A.E., 1970, Automatic measurement of local power losses in grain oriented silicon iron, *IEE Proc.*, **117**, 1048–1051.
- Wood R., Anderson P., Moses A.J., Jenkins K., 2009, Divergence of flux in a grain-oriented electrical steel sheet locally magnetised by a single yoke system, *Przegl. Elektrotech.*, **85**, 31–33.
- Wrona J., 2002, Magnetometers for thin film structures, PhD dissertation, AGH, Cracow, Poland.
- Wrona J., Czapkiewicz M., Stobiecki T., 1999, Magnetometer for the measurements of the hysteresis loop of ultra-thin magnetic layers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **196–197**, 935–936.
- Wrona J., Stobiecki T., Czapkiewicz M., Rak R., Slezak T., Korecki J., Kim C.G., 2004, R-VSM and MOKE magnetometers for nanostructures, *J. Magn. Magn. Mater.*, **272–276**, 2294–2295.
- Xu J., Sievert J., 1997, On the reproducibility, standardization aspects and error sources of the fieldmetric method for the determination of 2D magnetic properties of electrical sheet steel, in *Proceedings of 5th Workshop of 2D measurements*, Grenoble, France, pp. 43–54.
- Yabumoto M., 2009, Review of techniques for measurement of magnetostriction in electrical steels and progress towards standardisation, *Przegl. Elektrotech.*, **85(1)**, 1–6.

- Yamaguchi T., Narita K., 1976, Rotational power loss in commercial silicon iron laminations, *Electr. Eng. Jpn.*, **96**, 15–21.
- Yamaguchi H., Pfützner H., Hasenzagl A., 2008, Magnetostriction measurements on the multidirectional magnetization performance of SiFe steel, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, e618–e622.
- Yamaguchi T., Senda K., Ishida M., Sato K., Honda A., Yamamoto T., 1998, Theoretical analysis of localized magnetic flux measurement by needle method, *J. Phys. IV, France*, **8**, Pr2717–Pr2720.
- Yamamoto T., Takada S., Sasaki T., 1994, Estimation measuring error in digital DC fluxmeters, *J. Magn. Magn. Mater.*, **133**, 446–449.
- Yanase S., Matsuno Y., Hashi S., Okazaki Y., 2007, 2D magnetic rotational loss of electrical steel at high magnetic flux density, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 31–34.
- Young F.J., Schenk H.L., 1960, Method for measuring iron losses in elliptically polarized magnetic field, *J. Appl. Phys.*, **5**, S194–S195.
- Zemanek I., 2006, Universal control and measuring system for modern classic and amorphous magnetic materials single/on-line testers, *J. Magn. Magn. Mater.*, **304**, e577–e579.
- Zemanek I., Single sheet and on-line testing based on NMF compensation method, *Przegl. Elektr.*, **85**(1), 7983.
- Zhu J.G., Lin Z.W., Guo Y.G., Huanf Y., 2009, 3D measurement and modelling of magnetic properties of soft magnetic composite, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 11–15.
- Zhu J.G., Ramsden V.S., 1993, Two dimensional measurement of magnetic field and core loss using a square specimen tester, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2995–2997.
- Zhu J.G., Ramsden V.S., 1997, Measurement and modelling of losses under two dimensional excitation in rotating electrical machines, in *Proceedings of 5th Workshop of 2D Measurements*, Grenoble, France, pp. 63–77.
- Zhu J.G., Zhong J.J., Lin Z.W., Sievert J., 2002a, 3D magnetic property tester—Design, construction and calibration, in *Proceedings of 7th Workshop on 2D Measurements*, Lüdenscheid, Germany, 97102.
- Zhu J.G., Zhong J.J., Lin Z.W., Sievert J., 2002b, Measurement of magnetic properties under 3D magnetic excitation, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 3429–3431.
- Zieba A., Foner S., 1982, Detection coil, sensitivity function and sample geometry effect for vibrating sample magnetometers, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 1344–1354.
- Zijlstra H., 1967, *Experimental Methods in Magnetism*, North-Holland, Amsterdam, the Netherlands.
- Zijlstra H., 1970, A vibrating reed magnetometer for microscopic particles, *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 1241–1243.
- Zimmermann G., Hempel K.A., Dodel J., Schmitz M., 1996, A vectorial vibrating reed magnetometer with high sensitivity, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 416–420.
- Zouzou S., Kedous-Lebouc A., Brissonneau P., 1992, Magnetic properties under unidirectional and rotational field, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 106–108.
- Zurek S., 2009, Static and dynamic rotational losses in non-oriented electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 89–92.
- Zurek S., Meydan T., 2006a, A novel capacitive flux density sensor, *Sens. Act.*, **A129**, 121–125.
- Zurek S., Meydan T., 2006b, Rotational power losses of magnetic steel sheets in circular rotational magnetic field in ccw / cw direction, *IEE Proc. Meas. Sci. Technol.*, **153**, 147–157.
- Zurek S., Meydan T., Moses A.J., 2008, Analysis of twisting of search coil leads as a method reducing the influence of stray fields on accuracy of magnetic measurements, *Sens. Actuators*, **A142**, 569–573.
- Zurek S., Rygal R., Soinski M., 2009, Asymmetry of magnetic properties of conventional grain-oriented steel with relation to 2D measurement, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 16–19.

# 第 6 章 磁场测量及其应用

## 6.1 环境磁场

### 6.1.1 地球磁场

在我们的生活中，磁场无处不在。这个磁场来自于地球叠加场及太空的磁污染共同产生的。磁场的存在也会使磁性材料因其退磁场而成为二次磁场源。这种磁场特性经常被用来检测磁性物体，例如，在航海船上的应用。此外，地壳形成的磁历史可应用于岩石、宝石及被称为古地磁学和太古磁性学科的研究。

图 6.1 表明地磁场存在的主要元素。地磁场可以用内置的偶极子来模拟——注意，由其代表的磁性为磁南极指向地理北极。真正的地球磁场远非理想的偶极子磁场，因此有时可被分为一个偶极子场和一个附加场（从图 6.13 也可见）。

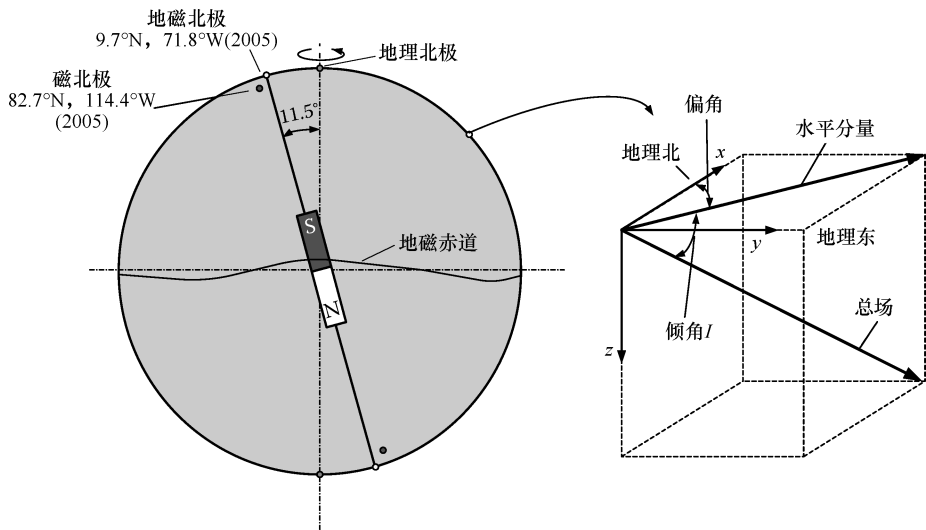


图 6.1 地球磁场——定义

地磁极的位置（最适合的偶极子磁通线穿过位置）与地理极位置不同。同样，实际磁极子（即垂直倾角  $90^\circ$ ，水平分量为  $0^\circ$  的地方）是在其他位置，而不是地理极的或地磁极。此外，地磁和磁极子存在漂移——甚至是  $40\text{km/年}$ （参见图 6.13）。磁场减弱的半衰期约为 1400 年。目前，其比 150 年前减弱了 15%。

地磁场通常是由水平分量和总磁场来描述。场的方向是通过偏斜度（偏离地理北极方向）和倾角（偏离水平分量）来描述。因为磁极的移动，磁场分量也在

变化 (见图 6.2)。

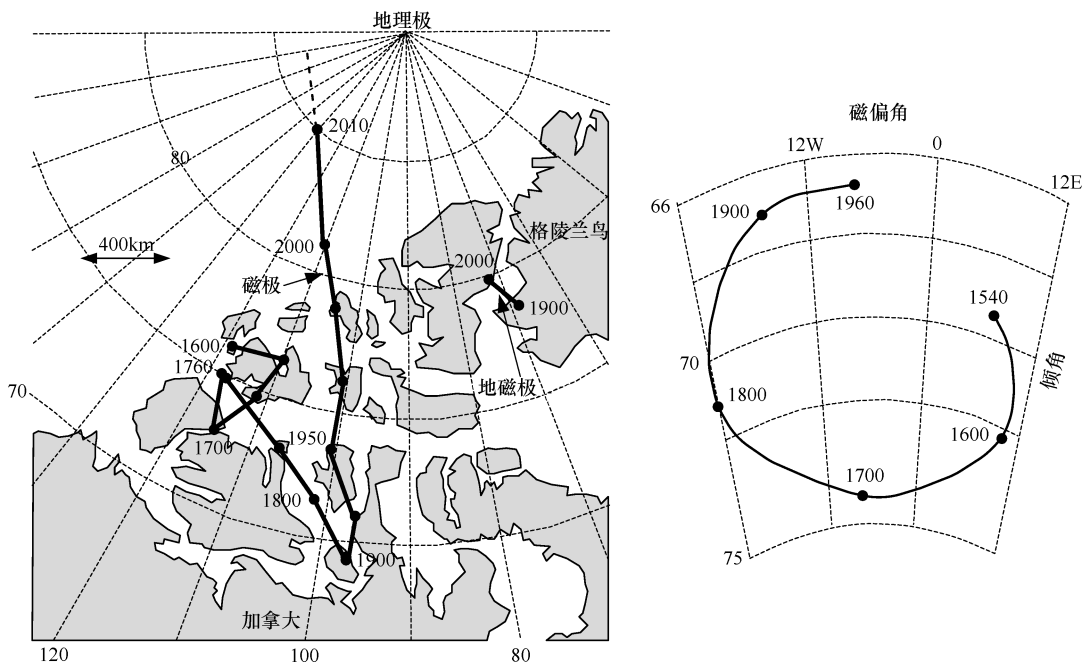


图 6.2 伦敦磁场和地磁极的移动以及磁场的磁偏角和倾角  
(After the Interior of the Earth, Bott, M. h. p., Copyright (1971))

此外, 地磁极在其漫长的历史中 (至少 35 亿年) 变化过很多次。最近的磁场逆转发生在 780000 年前 (Brunhes-Matuyama 反转) 和 1070000 年前 (Jaramillo 反转)。

图 6.3 给出了地球磁场的分布图。总磁场的大小介于赤道附近的  $30\mu\text{T}$  ( $24\text{A/m}$ ) 和极点附近的  $60\mu\text{T}$  ( $48\text{A/m}$ ) 之间<sup>①</sup>。例如, 在柏林磁场的水平分量是  $B_H = 18.6\mu\text{T}$ , 总磁场为  $B = 48.8\mu\text{T}$ , 倾斜度为  $D = +0.4^\circ$ , 倾角为  $I = 67.6^\circ$ 。地磁场通常用纳特斯拉或微特斯拉来描述, 但是在地球物理结构中, 也经常使用旧单位  $1\gamma = 1\text{nT}$ 。

许多国家地球物理中心研究了近百年的地磁数据。所有数据都由地磁学和高层大气物理学国际协会收集、整理和使用。地磁场可以用卡尔·弗里德里希·高斯提出的球形谐波分析法来描述。这个模型由以下方程中的磁势  $V$  代表:

$$V(r, \phi, \theta) = a \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^l \left( \frac{a}{r} \right)^{l+1} (g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi) P_l^m \cos \theta \quad (6.1)$$

式中,  $r$  是距离地球中心的辐射距离;  $L$  是膨胀度;  $\phi$  是东经;  $\theta$  是极角;  $g_l^m$  和  $h_l^m$  是高斯系数;  $P_l^m \cos \theta$  是施密特标准化的勒让德函数。

① 最高总磁场在南磁极附近为  $67\mu\text{T}$ , 最低总磁场在 Sao Paulo (巴西) 附近为  $23\mu\text{T}$ 。



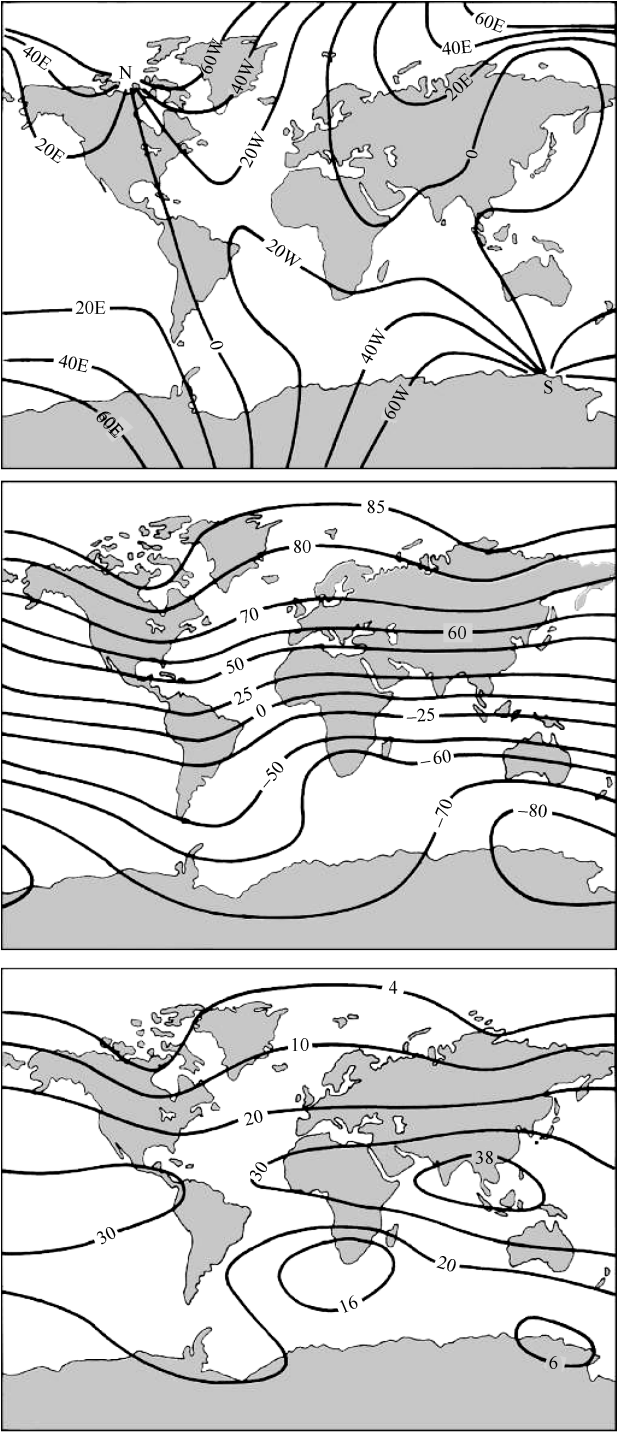


图 6.3 地磁场的偏角、倾角和水平值分布图

根据这个模型，磁势可以通过高斯系数进行计算，每五年可确定国际地磁参考场 (IGRF)，并作为最终的地磁参考。有种软件可计算 IGRF 数据中的地磁场转移。在互联网国家地球物理数据中心（网址是 <http://www.ngdc.noaa.gov/geomagmodels/IGRF-WMM.jsp>），计算机可使通过选择 1900 年和现在之间的数据来测定地球上每点的磁场成为可能。图 6.4 给出了一个计算结果的实例。

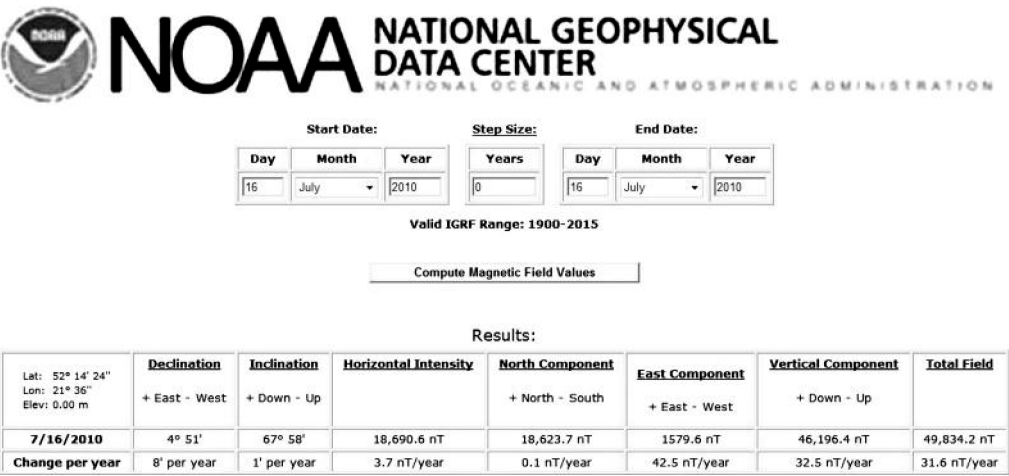


图 6.4 美国国家海洋和大气管理局（NOAA）计算的可用地球物理数据-在本书写作时由 Warsaw 所确定的例子

地磁场（大小和方向）在太阳和其他天体活动影响下，一天内大约变化 0.1%。图 6.5 给出了每天变化的一个例子——仅限于地球物理场（因此没有人类活动的影响）。由于太阳活动造成的影响，在磁暴期间变化更加显著，甚至 1 天内变化几个百分

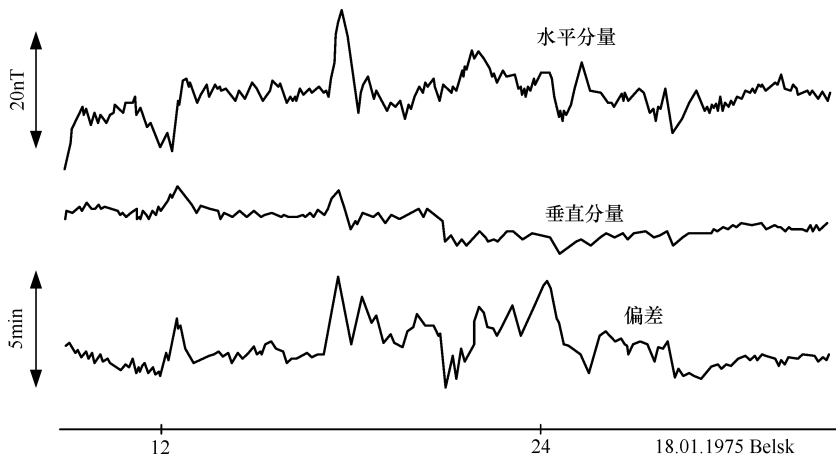


图 6.5 磁场大小和方向在一天中变化的例子

(After Kadziko-Hofmokl, M, Earth's magnetism, in Encyclopedia for Modern Physic, PWN, 1983)



点。图 6.6 给出了磁暴中水平分量变化的例子。磁暴开始时伴随着磁场的突变，必须等待超过 48h 以回到先前的“正常”状态。在太阳重复活动周期性增加时，磁暴的数量会大幅提高。

至今依旧没有完全清楚地球磁场的产生机理。有几种假设均认为磁场源头（巨大的电磁体）存在于地球的内部。它不能成为永磁体，因为数千摄氏度的高温远超过居里温度，且在这种温度之下永磁体无法起作用。由于这个原因，磁场必须由“虚拟线圈”中电流产生。这样的虚拟线圈是由良导体（如铁和镍组成的铁心）流动部分产生的。

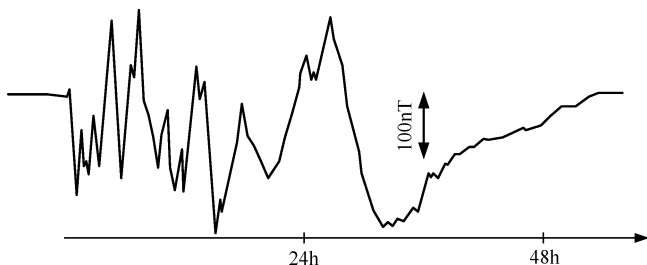


图 6.6 在磁暴中超过 48h 的磁场水平分量变化例子  
(After Breiner, S., Application Manual for Portable Magnetometers, Geometrics Application Note, 1999)

公认的磁场发生器模型是由阿尔萨斯和布拉德提出的自激场发电机模型。在地球自转偏向力的作用下，地心融化部分形成盘状导体（见图 6.7）。根据磁场  $B$  中的洛伦兹力，电荷向着盘的边缘移动。电流重复返回是因为热对流的原因，通过螺旋路径形成盘状，这种螺旋运动工作如线圈一样会产生磁场。这个电流就像自励发电机的正反馈。该模型只有一个假说，并不能解释所有的地球磁场现象。

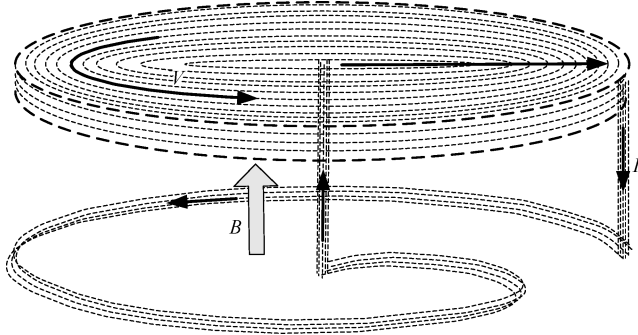


图 6.7 地球磁场源的自激发生器模型

假设地磁场仅有一个磁偶极子产生，外磁场  $B$  会随着距离  $x$  的三次方而减少（如图 6.8 所示）：

$$B = B_0 \left( \frac{R}{x} \right)^3 \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta} \quad (6.2)$$

式中， $B_0$  是赤道处的磁场（大约  $30\mu\text{T}$ ）， $R$  是地球半径（大约  $6370\text{km}$ ）， $\theta$  是从磁北极测量的方位角。

因此，假设行星际磁场是  $1\text{nT}$  的数量级，可以相信地磁场延伸至 30 倍的半径。但实际外磁场因太阳风影响而严重扭曲。太阳一侧磁圈边界（磁大气层顶层）被压缩为

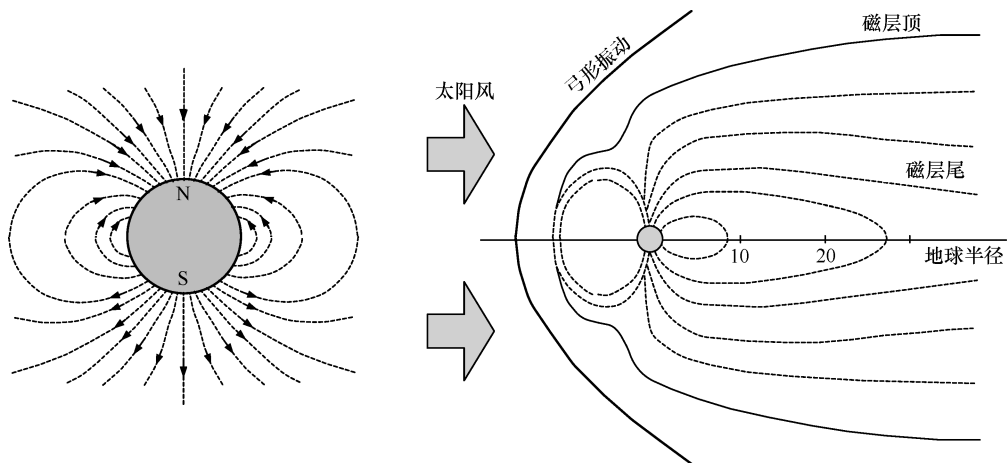


图 6.8 偶极子和实际磁圈形成的理想磁场

地球半径的 10 倍。另一方面，另一侧磁圈尾部被拉伸的距离超过地球半径的 100 倍。

磁圈对于地球上生命起着至关重要的作用，因为它保护着我们免受危险太阳风的影响（像保护伞一样）。太阳风中大量的电离粒子陷入磁场中。它们中的一部分聚集到了范艾伦辐射带中——内部距离大约是一个地球半径（包含大多数质子）和外部距离约为 4 个地球半径（包含大多数电子）。

在地球物理实验室中，测量磁场通过自由质子选通磁力计和磁通门传感器进行的。对于外太空磁性勘测，则需要更好的分辨率，因此需要用到铯光学泵和奥佛好塞磁力仪。

### 6.1.2 航天研究

大多数地球卫星（自从 1958 年的 3 号人造卫星，3 号探测器）都装配有研究磁场的仪器。其中，也有为研究磁场而设计的高度专业化卫星，像 1999 年欧洲为地球磁场绘图发射的奥斯特卫星，2000 年为研究磁圈发射的 IMAGE 卫星（对全球极光探测的磁顶层成像器），以及为探测磁风暴（亚磁暴期间历史事件和宏观尺度相互作用随时间变化）2007 年发射的忒弥斯号。

航天器发射定为研究行星际磁场如同太阳系行星的磁圈。（例如研究木星磁圈的先锋 10 号，研究水星磁圈的先驱号，研究火星和金星磁圈的水手号，研究土星磁圈的旅行者号和卡西尼号）。

最早被用来测试太空磁场的磁力仪，以探测线圈磁力仪（Frandsen 等，1969）、铷原子或氢原子光学泵磁力仪（Slocum 等，1963；Farthing 和 Foltz，1967；Smith 等，1975）为基础。为测试磁场矢量值，经常用到磁通门磁力仪。例如，奥斯特卫星配备了质子进动磁力仪和磁通门磁力仪。尼斯给出的统计数据（1970）表明在 1970 年发射的大约 70 个卫星中，超过 40 个卫星都装备有磁通门磁力仪，15 个装有线圈磁力仪，15 个具有光泵磁力仪。最近，质子进动磁力仪因其功率消耗小和分辨率高而常常被使用。

自由质子进动磁力仪已经很少被使用，因为它功耗大，并且光学测力仪具有更好的分辨率。在太空研究中，需要 0.01nT 数量级的分辨率。磁通门磁力仪的优势是可以探测磁场所有三个分量，而共振磁力仪主要检测标量值。但也能设计出可以测量向量分量的共振磁力仪。

图 6.9 给出了用于木星探测的先锋号安装的氢磁力仪。如果应用旋转磁场  $H_s$  (旋转角速度为  $\omega$ )，光的吸收与能量的变化有关：

$$\Delta E = \frac{K(H_x + H_s \sin \omega t)^2}{H_0^2 + (H_x + H_s \sin \omega t)^2 + (H_z + H_s \cos \omega t)^2} \quad (6.3)$$

式中， $H_x$ 、 $H_z$  是测量场的分量； $H_0$  和  $K$  是常数；

同步的振幅和输出信号的正交分量 (Smith 等, 1975)：

$$A_z = KH_z \left[ \frac{H_s^3}{(H_0^2 + H_s^2)^2} \right] \cos \omega t \quad (6.4)$$

$$A_x = KH_x \left[ \frac{4H_s}{H_0^2 + H_s^2} - \frac{3H_s^3}{(H_0^2 + H_s^2)^2} \right] \sin \omega t \quad (6.5)$$

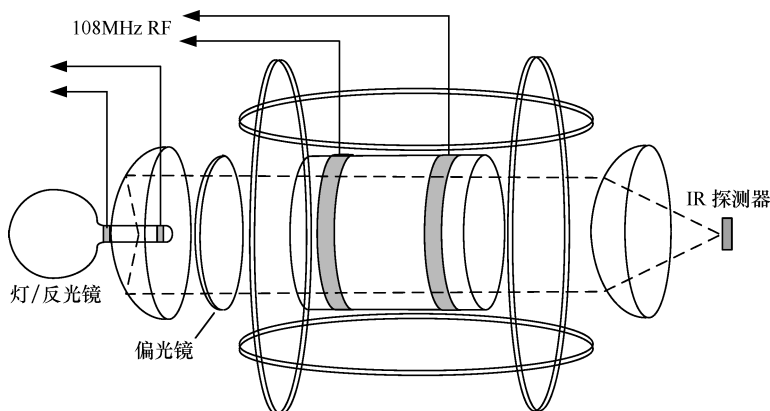


图 6.9 用于木星先锋号探测任务的氢矢量磁力仪 (给出了简易的仅有两对线圈的例子)

(From Smith, E. J. et al., IEEE Trans. Magn., 11, 962, 1975)

因此，利用相位相干解调和所在的两个平面旋转磁场，能够分离磁场的所有三个分量。

航天器中磁场测量对于设计者来说是一个挑战。如果需要 0.01nT 数量级的分辨率来测量，存在明显问题是消除电子设备和航天器金属部件 (尤其是铁磁体部分) 内部的杂散场。通常传感器被安置于远离主体部分长度为 8 ~ 10m 的飞船尾部。此外，整个飞船需要采用三轴旋转稳定。

双磁力计系统被提出用于减弱内部磁场影响 (尼斯等, 1971)。如果假设航天器内磁场源可以通过偶极子来源仿真，磁场会随着距离  $x$  的  $1/x^3$  而减小。因此，通过两种磁力仪测量对比，可以计算内磁场的值。

太空磁场受太阳风的严重影响，由离子和质子 (95%)，氢原子和其他物质组成的

等离子体以 400km/s 的速度运动。尽管等离子体的密度不是很高（在地球附近为  $6\text{ions}/\text{cm}^3$ ），受太阳风影响的磁场约为  $2 \sim 5\text{nT}$ 。

图 6.10 给出了测量行星际磁场和太阳风速度间的相关性。已知磁场与太阳极子相关，能够计算出太阳与地球距离间的磁场应当小于  $0.01\text{nT}$ 。但测量表明这一磁场约为几纳特斯拉级。这就是由太阳风形成的磁场，如图 6.11 和表 6.1 所示。

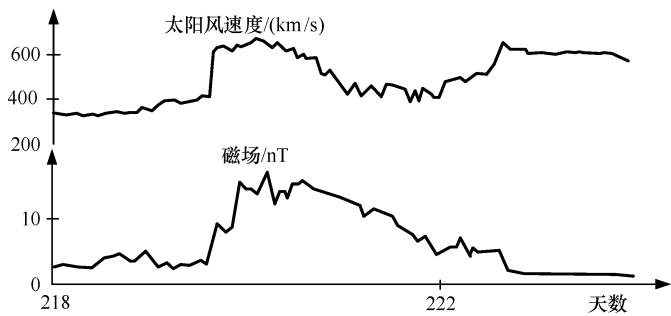


图 6.10 测量星际太阳风和相关磁场的例子  
(From Smith, E. J. et al., IEEE Trans. Magn., 11, 962, 1975)

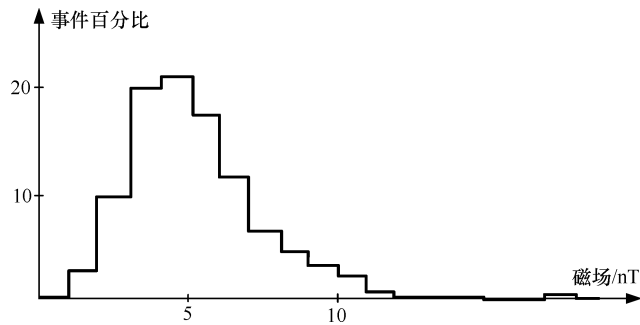


图 6.11 测量星际磁场的数据统计  
(From Smith, E. J. and Sonett, C. P., IEEE Trans. Geosci. Electron., 14, 154, 1976)

表 6.1 行星磁场

| 行星          | $B_{\text{surface}}/\text{nT}$ | 倾斜角 ( $^{\circ}$ ) |
|-------------|--------------------------------|--------------------|
| 水星          | 330                            | -11                |
| 金星          | $< 10\text{nT}$                |                    |
| 地球          | 31000                          | 11.5               |
| 火星          | $< 10\text{nT}$                |                    |
| 木星          | 428000                         | 9.6                |
| 土星          | 21000                          | 1                  |
| 天王星         | 23000                          | 58.6               |
| 海王星         | 14200                          | 46.9               |
| 月球          | $\approx 10$                   |                    |
| 木卫三 (木星的卫星) | 720                            | -4                 |
| 太阳          | 在光球层 100000 ~ 400000           |                    |

所有的行星中除了金星和火星都有磁圈。火星仅显示出地壳磁化，但是陨石的研究揭露出很多年前火星具有 1000nT 级别发电机类似的磁场。但不清楚为什么这个发电机停止工作了，大量的理论试图解释这一谜团，包括大小行星碰撞的假说。

同样令人惊奇的是，与地球尺寸和结构相似的金星为什么没有发电机似的磁场，也许缺乏内磁场的原因是其核心结构具有微弱的热对流，但木星却有异常高的磁场（比地球磁场的 10 倍还高），这使人想起一个巨大的发电机，尤其是考虑到木星的容量是地球容量的

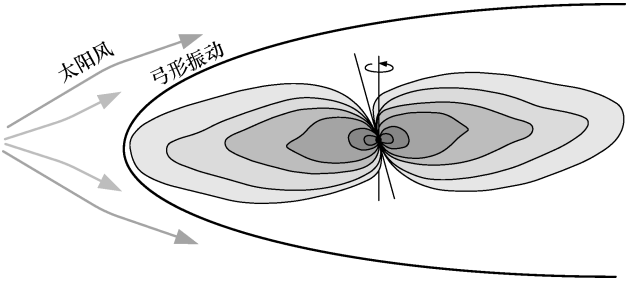


图 6.12 木星的磁圈

1300 倍还多，如图 6.12 所示。大型磁场被认为（比地球）有更快的旋转，在行星外核有更多的电流流动，这种磁场主要由金属氢组成。

太阳磁场对地球生命具有很大的影响。它每 11 年倒转一次方向。正常情况下，由太阳活动引起的磁暴每个月出现一到两次。但在磁场倒转时期，由于缺乏等离子体的电磁制动作用，热能量等离子体大量排出导致了磁暴数量的增加。增加的磁暴和亚磁暴不仅对于人类健康，而且对于电力和通信系统都有非常大的危害。

6.1.3 磁性勘察和测量

观察地磁场的图像（见图 6.3），就能够发现它非常的不规则。确实如此，磁场产生于单极子的假设是相当大程度进行了简化，而磁场可看作四极矩或更复杂的球型多极调和作用。图 6.13 给出了无偶极子图像的差异。

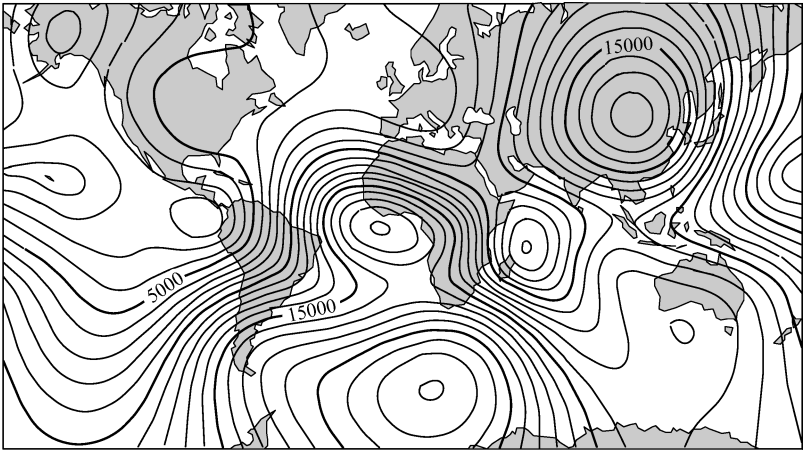


图 6.13 地球磁场的无磁极分量的图像

磁场异常现象主要原因是由于复杂的地壳结构。在小规模时，可观察到与地壳结

构和矿物沉积相关的局部异常现象。一个熟知的例子，“库尔斯克”的异常现象就是与最大的铁矿床影响有关。这些局部异常现象可以通过地球卫星，以及海洋和航空重力测量来研究。图 6.14 给出了通过磁场卫星和纵向耦合振动卫星测量的岩石圈<sup>⊙</sup>磁场异常现象（Sabaka et al., 2000）。图像表明了主要的局部地磁异常，字母 B 表示“库尔斯克”异常位置。

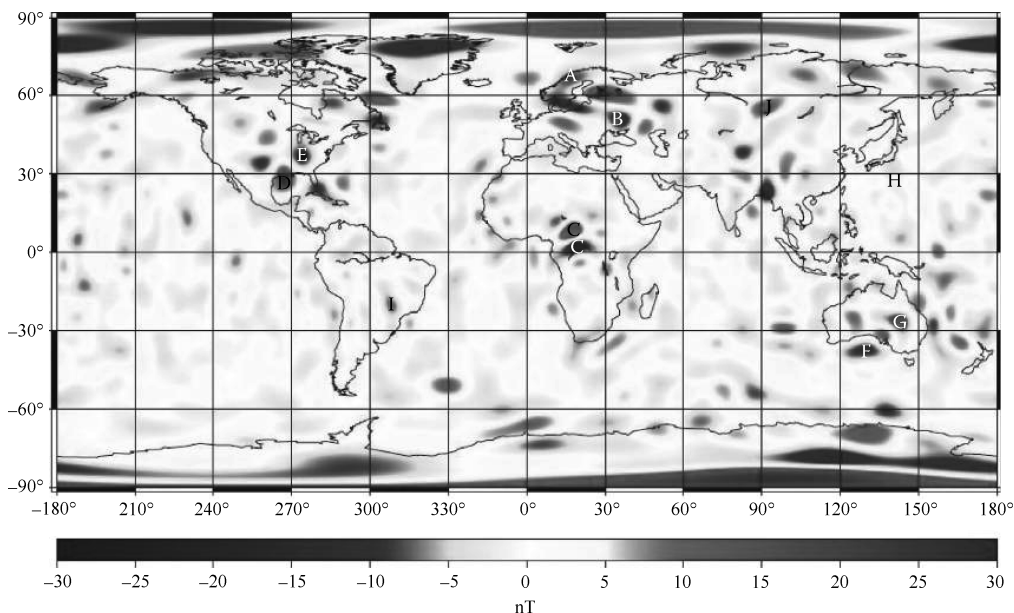


图 6.14 地球岩石圈的磁异常图像

(From Sabaka, J. et al., A comprehensive model of the near-Earth magnetic field, Nasa Report, NASA/TM-2000-209894, 2000. With permission)

最近，正在准备通过航磁测量地球大部分地区的图像。图 6.15 给出了由美国地质调查准备的爱荷华州磁场图像。

地磁学（Campbell 2003, Lana and Melon 2006）和古磁学（Butler 1988, Tauxe 2012）（本章的后面将会提到）是扩展有关我们星球知识的重要地球物理学科。但在小规模时，磁场研究是勘查天然气、石油和矿产，埋藏体搜寻（磁性考古学），水下或地下管线探测以及从雪崩中救援滑雪者的一种重要方法。大多数公司生产的低磁测量设备，如巴廷顿（Bartington 磁通门磁场计），Geometrics（质子和铯磁力仪），GEM（质子，钾和质子进动磁力仪）以及 Scintrex（质子和铯磁力仪）等，不仅提供测量设备，而且提供专门技术（布雷纳 1999，斯麦卡拉瓦等，2008）和磁性探测工具，包括为地图研制软件。

解释磁场数据并不简单，因此，磁勘探通常需要其他方法的支持，如重力和电阻

⊙ 岩石圈是地球的地壳和地幔的上部。



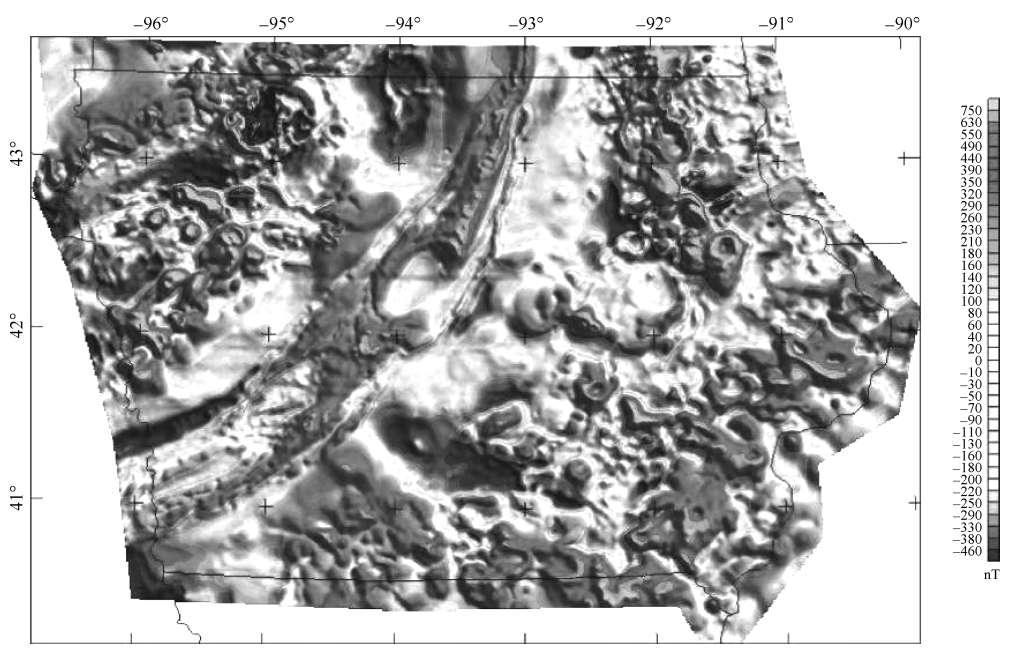


图 6.15 爱荷华州磁场图像  
( Courtesy of U. S. Geological Survey. )

率测量，雷达技术或电磁检测等。有两种主要磁场源用于磁场地图：感应磁性和剩余磁性。感应磁性是指磁性金属（也指顺磁体和反磁体）被外部磁场  $H$ （此处主要指地球磁场）磁化：

$$M = \chi H \tag{6.6}$$

式中， $\chi$  是磁化率。

磁化率  $\chi$  ( $\chi = \mu_r - 1$ ) 是地磁学中常用的材料测试性能参数。图 6.16 给出了主要矿物的磁化率。氧化铁表现出了最大的磁化性：不仅是赤铁矿  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  和磁铁矿  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ，而且其他的矿物也具有微量磁性。

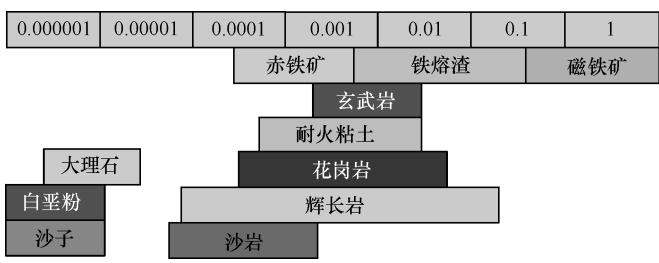


图 6.16 主要矿物的磁化系数

(来源于: Smekalova, T. N. et al., Magnetic Surveying in Archeology, House of Publishing of St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia, 2008)

除了感应磁化,勘探的材料也具有剩磁。当然,最大的磁特性与铁磁部分相关。图 6.17 给出了由不同铁磁物质形成的磁场。

图 6.18 给出地磁异常检测的原理。被掩埋于地下的元素可以被地球磁场磁化。移动传感器可以测量地球磁场和磁化磁场的合向量。因此,探测到磁场的差异相当小。

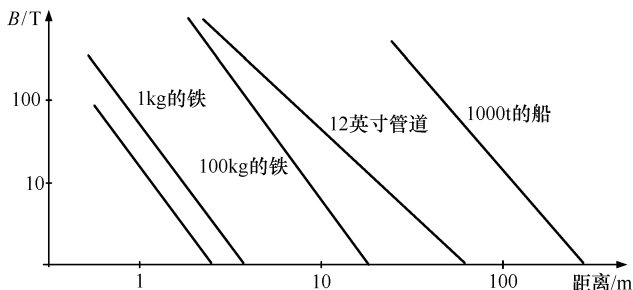


图 6.17 铁磁体的磁特性

(来自于: Breiner, S., Applications Manual for Portable Magnetometers, Geometrics Application Note, 1999.)

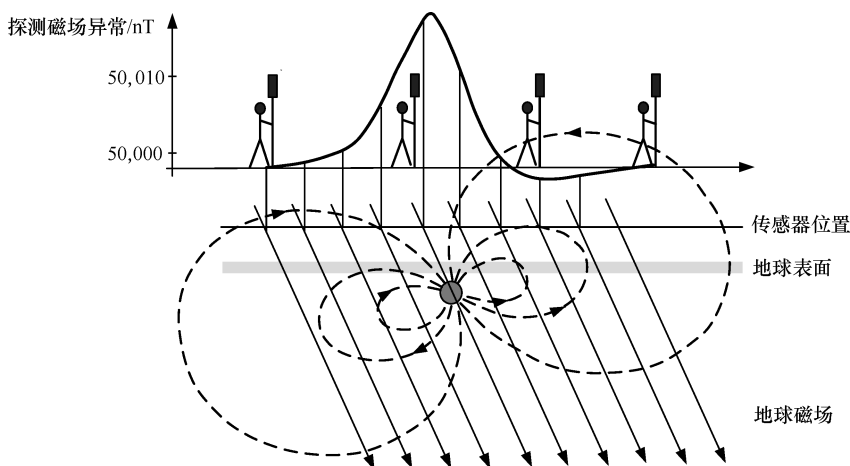


图 6.18 地磁异常探测原理

(来自于: Weymouth, J. W., Geological surveying of archeological sites, in Archeological Geology, G. Rapp (Ed.), Yale University Press, New Haven and London, 1985)

探测地磁场异常的主要问题是地球磁场每天变化(由图 6.5 可见)通常远大于被测磁场的差异。因此,通常必须测量两种磁场——地磁异常场和一个参考场。一般地,磁场测量可由双传感器梯度测量来代替(见图 6.19,左图)。

图 6.19 给出了地磁异常图形绘制的典型工具。装备全球定位系统(GPS)的奥佛罗塞磁力计可直接观测被测磁场。

测试磁场异常取决于许多因素:地球磁场的方向,物体深度,物体的磁化系数等。因此,需要测量几个磁场分量。图 6.20 给出了两个测量分量响应的例子。



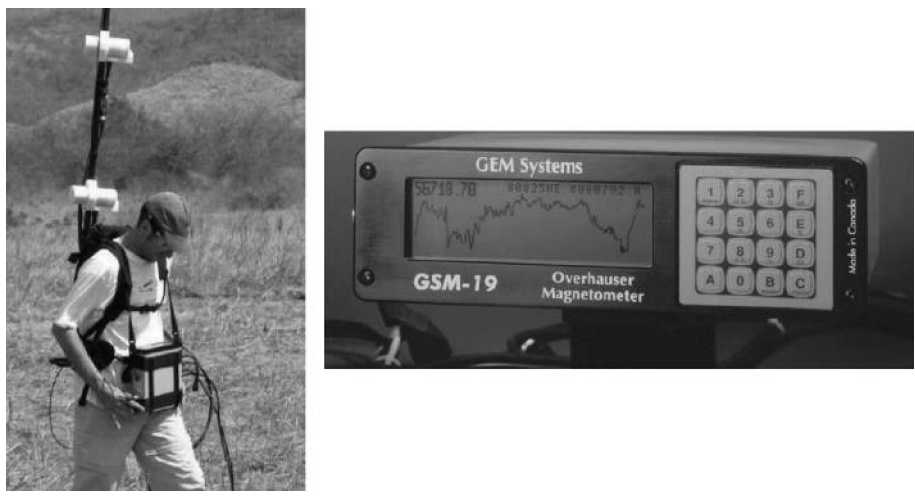


图 6.19 磁异常绘图仪器  
(Courtesy of GEM System Inc. , Ontario, Canada)

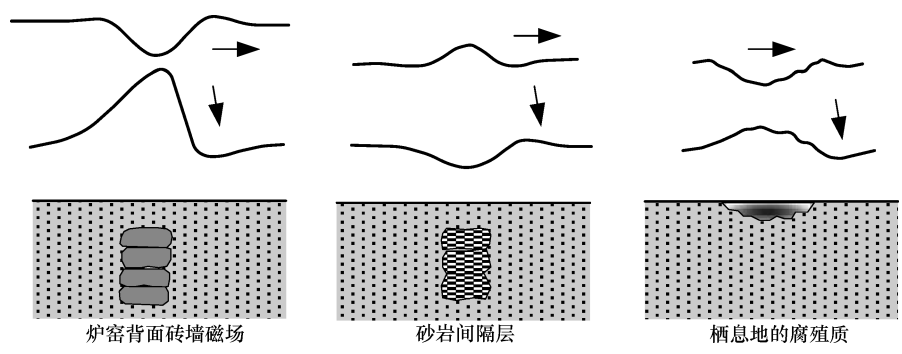


图 6.20 不同探测对象的磁响应  
(From Breiner, S. , Application Manual for Portable Magnetometers, Geometrics Application, 1999)

古磁学研究主要集中在岩石的磁性 (Butler 1988, Tauxe 2010)。铁氧化矿物记录了玄武岩岩浆冷却至居里温度以下时的磁场过程。其他逆磁和顺磁矿物也同样记录了先前的磁场状态。因此通过测试固有剩余磁化 (NRM)，甚至可以解密数十亿年前磁场的方向和大小。样品通常通过岩石钻洞获得，样品详细地记载了该位置磁性变化。另一种技术利用了来自于湖泊和海床的沉积物。在测量磁化性能的大小和方向之后，可得到有关地球磁性历史和板块构造的数据。同样可以进行磁性考古研究 (见图 6.21)。

通常测量下列参数：

- 1) 磁化系数，自发磁化强度，磁滞现象，居里温度——即所有主要的内在磁性能；
- 2) 各向异性；

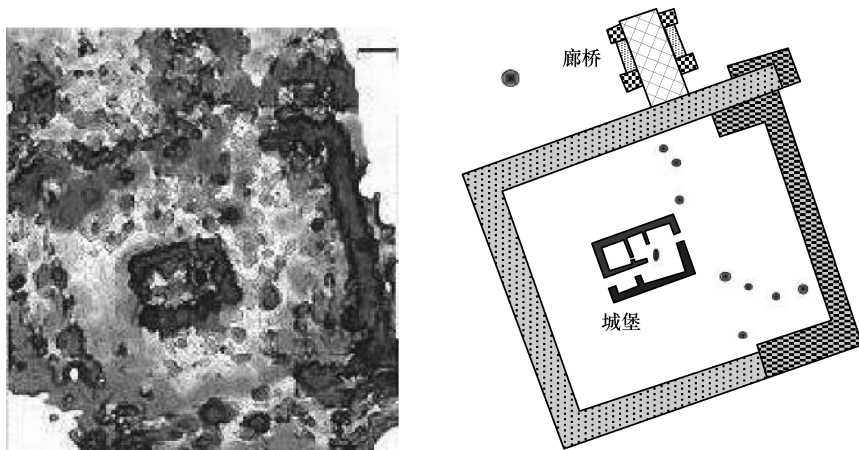


图 6.21 磁性考古学的结果：磁异常图像和所揭示的被围墙包围的古城堡  
(From Smekalva, T. N. et al., Magnetic Surveying in Archeology, House of Publishing of St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia, 2008. With Permission)

3) NRM：磁化源是不同的：由冷却材料得到的热剩磁，超顺磁性颗粒增长得到结晶或化学残留磁化，且当晶粒在沉积后不久，在磁场作用下沉积物排列得到碎屑残留磁化。

岩石的剩磁和磁导率可以是极小的。因此样本通常要足够大，典型的柱形体半径是 25mm，长度是 22mm。同样，测量方法需要非常灵敏。由于这个原因，最近 SQUID 磁力仪经常被用于剩磁场的测量。

图 6.22 给出了测量磁化系数的典型装置。测试样本被插入二个线圈（连接在相反的方向）中的一个线圈。两个线圈在同一次线圈产生的交流磁场中，为检测工作线圈的信号，需要锁相放大器。建议这个操作过程在磁性屏蔽室中进行。

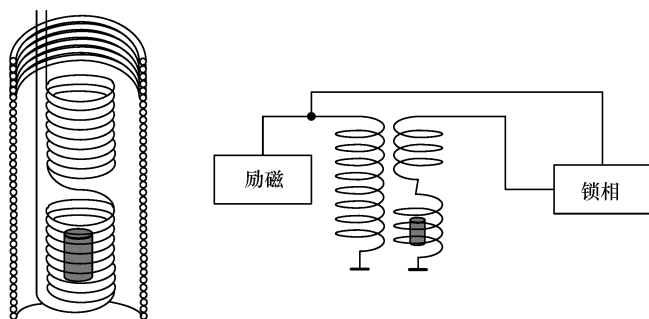


图 6.22 磁场磁化系数测量方法的例子  
(Documentation of Advanced Physics Laboratory, University of Florida)

剩磁（以及其他参数，如各向异性）通常通过多种磁力仪来测试，包括福纳（Foner）磁力仪，或 5.4.1 节中另一种频繁使用的 Gouy 磁标度方法。图 6.23 给出的旋

转式磁力仪（带有旋转样品）中，样品以很高的转速旋转，可通过感应线圈，磁通门传感器或超导量子干涉仪来探测磁场（De Sa 1963，Foster 1966，Jelinek 1966，Morris 1970，Flanders 1973，Hummervoll and Totland 1980）。也有便携式磁力计报导（Chiron et al.，1981）。

应当特别提到最早应用的塞曼效应（在磁场影响下的光谱线分裂），可用来研究和测量太阳磁场。此外，证明了太阳活动的增加与太阳磁场变化有关。

6.1.4 罗盘与航行

磁针式罗盘最早普遍地被旅行者、侦查员和士兵们使用，近几年与 GPS 系统相比而逊色很多。确实，考虑先前位置，大多数 GPS 航行仪器能够胜任计算方位，因此，位置的变化是必要的。另一方面，还有商用小型、简易、廉价的基于电子罗盘的磁性传感器（甚至可用在手表中）。作为传感器，最好的候选是磁通门式、磁阻抗式和磁阻传感器。在因特网商店中，最好的选择是电子式罗盘，尽管大多数质量未知。

但是地球磁场是一个指向磁北极的矢量（并不是地理上的北极）。因此，即使有简易的电子式罗盘，罗盘有效性和可靠性的问题依然存在。其中问题之一是，相对地理北极而言，地理磁场偏角引起美国版图中磁场方向变化了  $\pm 20^\circ$ ，如图 6.24 所示。

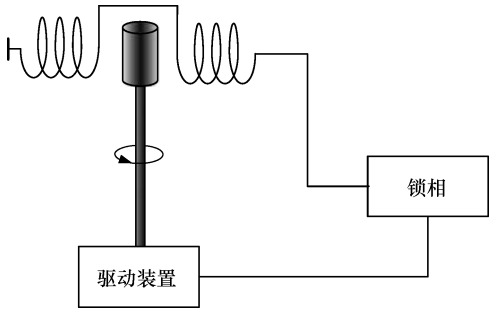


图 6.23 旋转式磁力仪原理

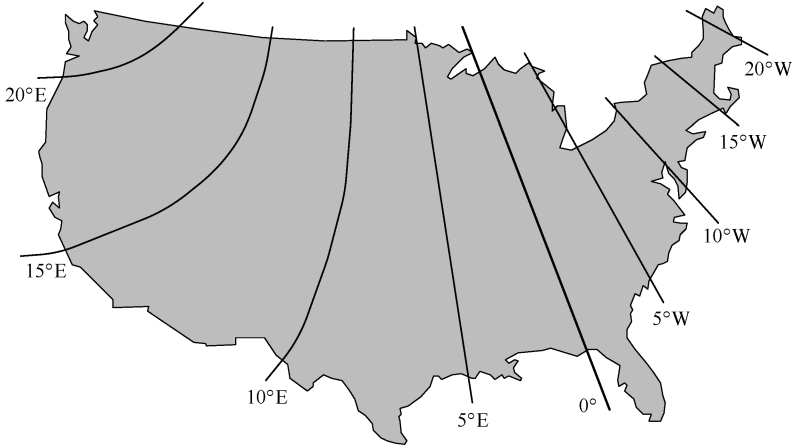


图 6.24 美国磁场的磁偏角

其他方位测量的误差是由地球水平面罗盘位置不准确定位引起的，如图 6.25 所示（Caruso 1996）。因此，有必要同时增加磁性传感器倾斜测量，例如，液体传感器、加速度计或回转仪。

然而另一种误差源是罗盘传感器附近铁磁物体的干扰。干扰的存在一般通过旋转罗盘来测量。当要得到如图 6.26 所示的一个圆时就要校正方向。

罗盘航向检测（方位），最少需要两个传感器。图 6.27 给出了传感器布置的一个例子。从测量的结果中，可以根据以下关系探测磁场的方向：

$$\alpha = 0 \text{ 当 } H_y = 0, H_x > 0$$

$$\alpha = 90^\circ - \arctan \frac{H_x}{H_y} \text{ 当 } H_y > 0$$

$$\alpha = 180^\circ \text{ 当 } H_y = 0, H_x < 0 \quad (6.7)$$

$$\alpha = 270^\circ - \arctan \frac{H_x}{H_y} \text{ 当 } H_y > 0$$

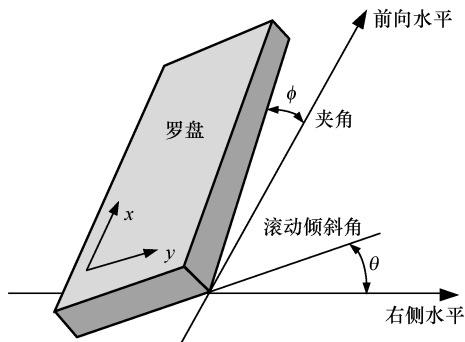


图 6.25 罗盘对地球水平面的倾斜角  
(来源于: Caruso, M. J., Application of magnetoresistive sensors in navigation systems, Honeywell Application Note, 1995)

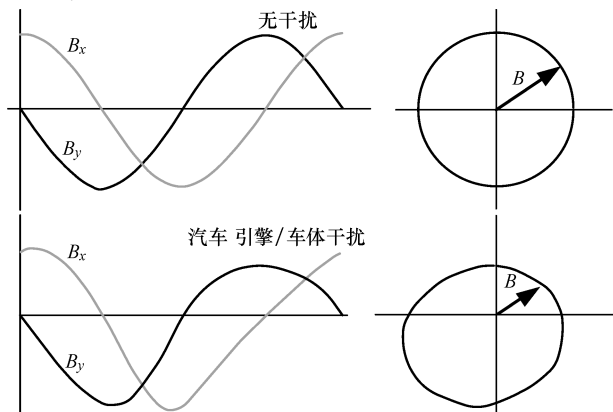


图 6.26 由罗盘传感器检测的在磁场中铁磁体的干扰  
(From Caruso, M. J., Applications of magnetoresistive sensors in navigation system, Honeywell Application Note, 1995)

没有必要总是根据这个表达式 (6.7) 执行计算。图 6.28 给出了一种简化算法，确保了可以分辨 8 个主要方向。并且图 6.29 给出了  $30^\circ$  分辨率的一个三轴传感器罗盘。

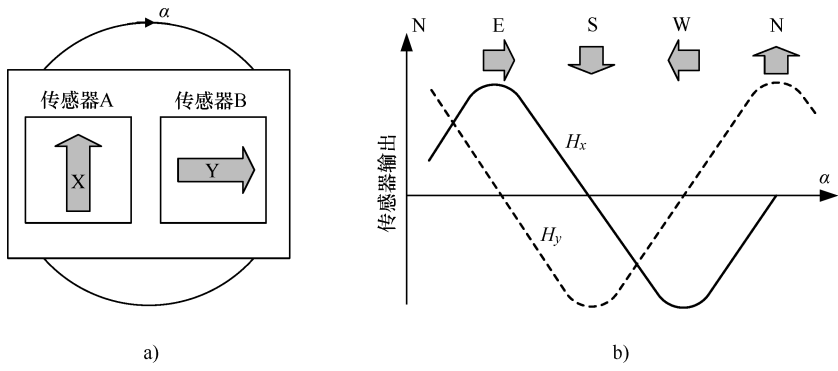


图 6.27 电子罗盘工作原理：两个传感器布置和传感器的输出信号

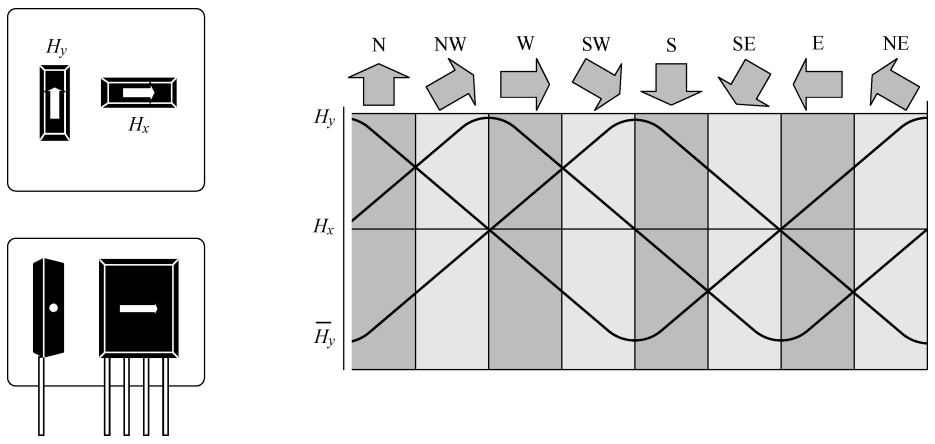


图 6.28 带有 8 个方向磁场指示的简化双传感器罗盘

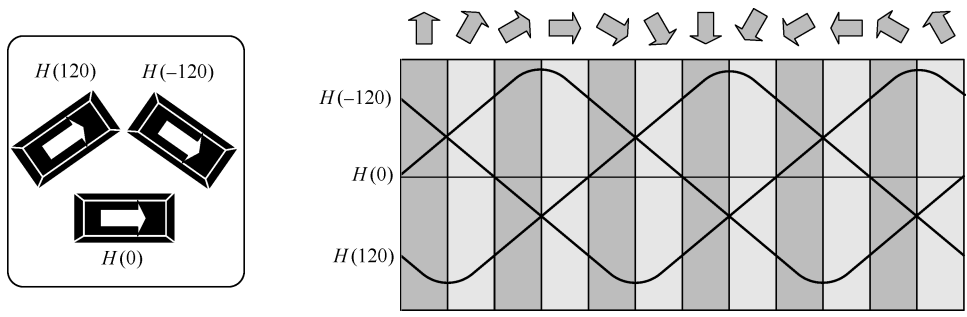


图 6.29 带有 30°分辨率的三轴传感器罗盘  
(From Wellhausen, H., Elektronik, 8, 85, 1989.)

在可用的磁场传感器中，AMR 传感器可以满足几乎所有的要求：其制造简单，具有足够的敏感性，以及检测磁场的矢量值。毫无疑问的是，AMR 传感器的主要制造者之一，霍尼韦尔公司在数字罗盘方面也是市场的主导者。图 6.30 给出了一种霍尼韦尔

公司的数字罗盘。这种罗盘的尺寸是  $4 \times 4 \times 1.3\text{mm}$ ，有三个 AMR 传感器，偏置线圈，置位/复位操作，放大器，模数转换器和带有 I<sup>2</sup>C 串行总线接口的控制单元。罗盘的磁场范围是  $\pm 400\mu\text{T}$ ，分辨率为  $0.7\mu\text{T}$ 。它确保了  $1^\circ \sim 2^\circ$  的罗盘航向准确度。

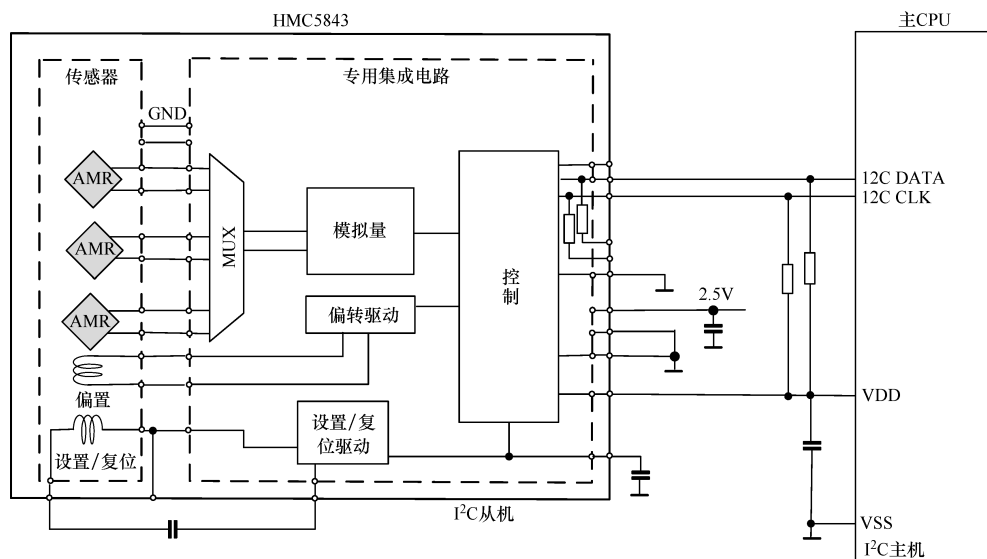
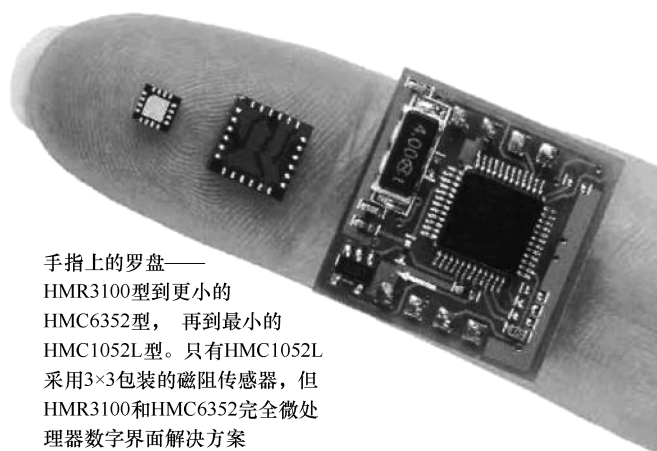


图 6.30 霍尼韦尔公司的 HMC5834 型三轴数字罗盘

数字罗盘 HMC5384 是霍尼韦尔公司提供的 10 不同型号中的一种（见图 6.31）。其包括微处理器、三轴微电子机械系统加速计传感器、微电子机械系统回转仪。HMC5384 型保证了方位检测准确度为  $0.5^\circ$  和分辨率为  $0.1^\circ$ 。最小的模块 HMC1052，两轴 AMR 传感器尺寸是  $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 1\text{mm}$ 。



手指上的罗盘——  
HMR3100 型到更小的  
HMC6352 型，再到最小的  
HMC1052L 型。只有 HMC1052L  
采用  $3 \times 3$  包装的磁阻传感器，但  
HMR3100 和 HMC6352 完全微处  
理器数字界面解决方案

图 6.31 霍尼韦尔公司的罗盘

(From Amundson, M. The role of compassing in telematics, Analysis USA Focus, 2003)

几乎所有的罗盘都能够在铁磁体影响下正常工作。其中一部分能够选择检测磁场北极方向或者地理北极方向。这是可行的，因为其内存由世界地磁模型组成，提供了自动校正的偏移角度功能。当然，最好的解决方法是带有 GPS 模块数字罗盘来修正磁偏角。

大多数先进的霍尼韦尔系统已经使这些成为可能——DRM4000：航位推算模块。在图 6.32 所示系统中，罗盘模块连同获得实际位置的 GPS 系统引进了磁偏角修正。三轴微机电系统（MEMS）加速度计对移动方向进行了分析。

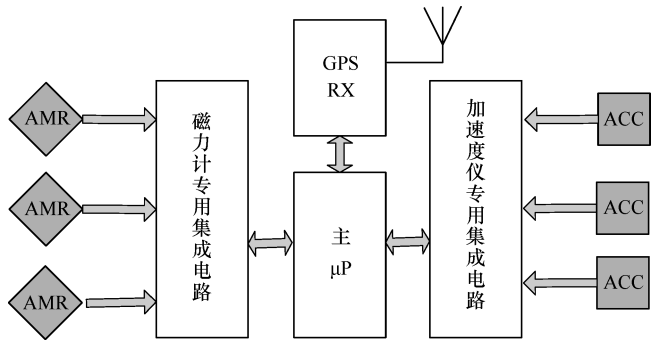


图 6.32 旅行者的先进航行系统原理  
(From Honeywell Application Note No. An219)

在航行系统中，GPS 协同罗盘装置一起工作。但是反推关系也是可行的：在缺乏 GPS 数据采集时（例如在隧道中），航行系统也可以预测航行，这一系统被认为是航位推算系统。这种航行系统能够协助 GPS 在基于位置服务应用和其他远程信息处理系统中工作（Amundson 2003，2006）。整个航行系统的流程图如图 6.33 所示。

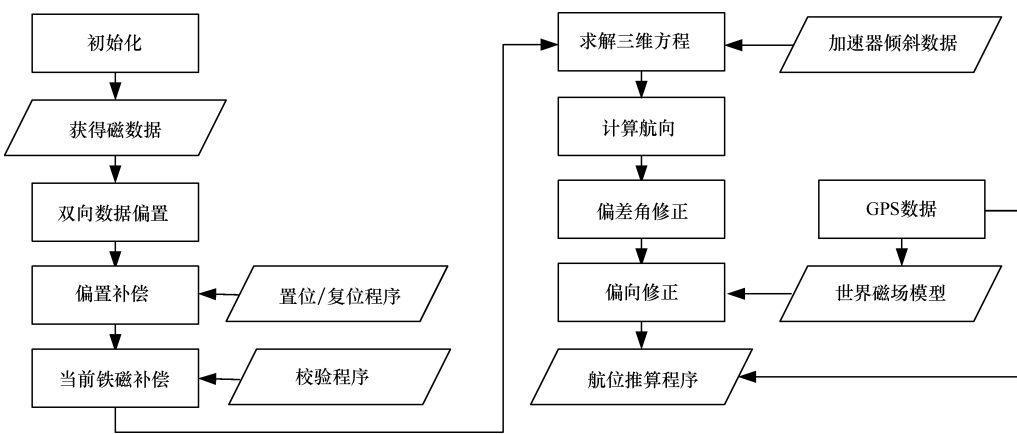


图 6.33 旅行者的先进航行系统的流程图  
(From Honeywell Application Note No. An219)

现代电子罗盘的小尺寸和坚固性允许系统被植入移动电话设备和手表中。图 6.34 给出了三个例子。

6.1.5 电磁污染

由于人类活动产生的电磁场（EMF）无处不在。在许多国家，很难找到一个没有



图 6.34 内置罗盘功能的卫星电话 (iPhone) 或手表 (分别为卡西欧和天美时型)

这些磁场影响的地理物理学实验室。图 6.35 给出了环境中存在的一些典型电磁场。

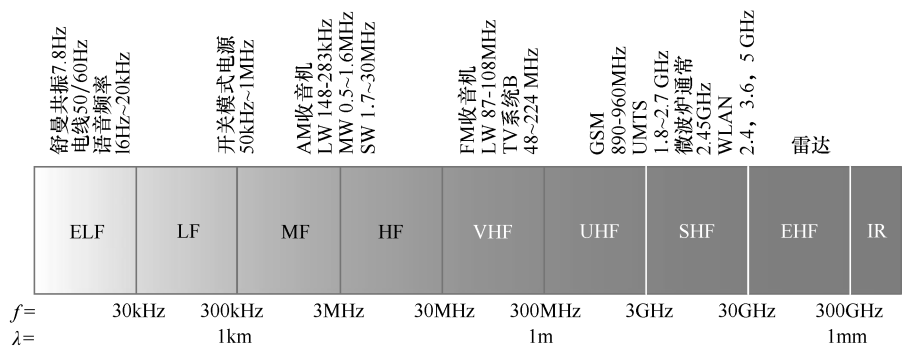


图 6.35 出现在我们环境中的多种电磁干扰频率范围

因此，在环境中存在着从 7.6Hz 低频（舒曼共振；在地球表面和电离层之间形成的驻波）到数百吉赫兹（雷达）<sup>⊖</sup>。所有的这些磁场可以影响各种器件的工作，并且当超过一定的限值时会非常危险。有时候，这些场被认为是电磁污染和电磁烟雾。

电磁场对人类健康的影响依然在讨论中，并且激起许多争论。网络商店中提供大

⊖ 图 6.35 中列出来下列频率波段：ELF——极低频，LF——低频，MF——中频，HF——高频，VHF——甚高频，UHF——特高频，SHF——超高频，EHF——极高频。频带宽度也可划分为：30kHz 以下为低频，30kHz ~ 300GHz 射频（高周波），0.3 ~ 300GHz 为微波。



量的测量电场和磁场的工具并不奇怪。国际非电离辐射防护委员会（ICNIRP）发布了数百个这种健康风险调查的全面评论（ICNIRP 1999）。但是结论是模棱两可的：“在生物学和实验动物学方面没有足够的信息依据，用于在整个频率范围和频率调制中制定严格的安全因子标准。”然而委员会同样发表了公众暴露于时变磁场的参考水平，参见表 6.2<sup>①</sup>。

表 6.2    根据国际非电离辐射防护委员会（ICNIRP）推荐的公众磁暴露参考水平

| 频率           | 磁场强度<br>/(A/m)          | 磁感应强度<br>/(μT)           | 波力密度<br>/(W/m <sup>2</sup> ) |
|--------------|-------------------------|--------------------------|------------------------------|
| 达到 1Hz       | 32000                   | 40000                    |                              |
| 1 ~ 8Hz      | 32000/f <sup>2</sup>    | 40000/ f <sup>2</sup>    |                              |
| 8 ~ 25Hz     | 4000/f                  | 5000/f                   |                              |
| 25 ~ 800Hz   | 4/f                     | 5/f                      |                              |
| 0.8 ~ 150kHz | 5                       | 6.25                     |                              |
| 0.15 ~ 10MHz | 0.73/f                  | 0.92/f                   |                              |
| 10 ~ 400MHz  | 0.073                   | 0.092                    | 2                            |
| 0.4 ~ 2GHz   | 0.0037/f <sup>1/2</sup> | 0.0046/ f <sup>1/2</sup> | f/200                        |
| 2 ~ 300GHz   | 0.16                    | 0.2                      | 10                           |

频率范围非常宽的磁场涉及多种测量方法。通常情况下，所有的测量工具应该能够测量磁场的三个分量（计算模值的大小）。此外，由于有多种频率范围而存在着许多限制，测量装置应当装具有频谱分析功能。一种不同的解决方法是使用滤波器来选择合适的带宽。现代工具可根据标准指示的“标准百分比”值计算磁场暴露合成的结果。

图 6.36 给出了两种最常见的磁场暴露：电力输送设备附近的工频磁场（50Hz 或 60Hz）和天线附近的高频场。其他频率的研究在图 4.43 中给出，根据电磁兼容要求测试了家用电器。测试家用电器主要看其是否超过由 EN50366 标准决定的安全水平。

① ICNIRP 发布不太严格的推荐职业性暴露和考虑直接影响人体标准；在射频段限制头部和躯干电流密度（mA/m<sup>2</sup>）和身体 SAR（W/kg）（能量比吸收率）。还有 IEEE 推荐标准：C95.1，IEC/EN 62233，50366，60335，或 50449。



图 6.36 两种最常见的电磁污染调查

(来源于: Narda Safety Test Solutions Company GmbH)

在电磁污染测试 (EMF) 领域的领军者是纳达安全测试与解决公司 (Narda Safety Test Solutions Company)。图 6.37 给出了两种测量仪器——磁场测量的范围为  $1\text{Hz} \sim 400\text{Hz}$  的 ELT400 和磁场测量的范围为  $9\text{kHz} \sim 6\text{GHz}$  的 SRM3006。



图 6.37 低频和高频电磁干扰的两种测量装置

(来源于: Narda Safety Test Solutions Company GmbH)

图 6.38 给出了 ELT400 仪器的原理框图。三个传感器在三个空间方向上同时测量磁场。根据推荐标准需求限制滤波器频率带宽, 使测量值符合要求。除了求和功能之外, 还有均方根 (或最大值) 大小。在平方根计算后, 磁场的平均值通过“标准百分数”信息来表示。

作为传感器, 使用三轴线圈传感器类似于图 4.13 的例子。图 6.39 给出了带有三个

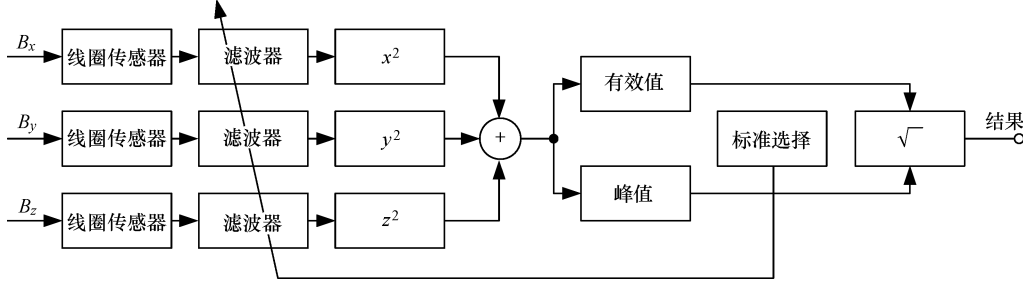


图 6.38 ELT 低频磁场计的框图

(From Braach, B. , Przegl. Elektrotech, 81, 35, 2005. )

100cm<sup>2</sup>线圈设计的纳达（Narda）传感器。



图 6.39 用于低频和高频范围的 EMF 传感器

(来源于：Narda Safety Test Solutions Company GmbH)

在磁场和电场低频测量中使用独立的传感器。在高频电磁场的情况下，电场  $E$ 、磁场  $B$  和功率密度  $S$  之间的直接关系如下所示：

$$H = \frac{E}{Z_0} \text{ 和 } S = \frac{E^2}{Z_0} \tag{6.8}$$

式中， $Z_0$ 是自由空间阻抗： $Z_0 = 377\Omega$ 。

因此对于高频，可使用图 6.39 右边的三轴偶极子天线作为传感器。但是这种关系仅在所谓的远场中有效。这种远场具有大于  $3\lambda$  的距离，此处  $\lambda$  为波长且  $\lambda = c/f$ 。如图 6.35 给出的频率为 300MHz 时，距离相当于 3m。当测量距离小于  $3\lambda$  的近场时，必须分别对电场和磁场进行测量。图 4.47 给出了一个为高频磁场测量而设计的线圈传感器例子。

除了磁场污染，还有磁污染。由电厂产生的污染气体包含有磁分量（Evans and Heller 2003）。这种污染可以通过土壤磁化系数的变化来检测。

6.2 磁场测量的应用

6.2.1 磁体探测：磁特征

像早先提到的那样，磁体引起了地球磁场的异常，且这种效应被用于磁性考古学。相同的效应可被用于车辆、轮船、矿山或者钱币的探测，因为所有铁磁体都具有磁信号，在地球场中形成特有的磁场。潜水艇的磁信号尤为重要，因为在水中雷达无法工作，磁探测成为研究水下航行的唯一方法。

磁信号有许多来源：永磁体部件、软磁体感应磁场，移动铁磁体元件、或者移动电流传导部件（电动汽车）。合成场是均匀地球磁场和干扰磁场的叠加（见图 6.40）。表 6.3 给出了各种物体产生可以探测到的磁场。尽管通常磁场会随着距离的增加而迅速减小，依然能探测到甚至非常小的磁场。

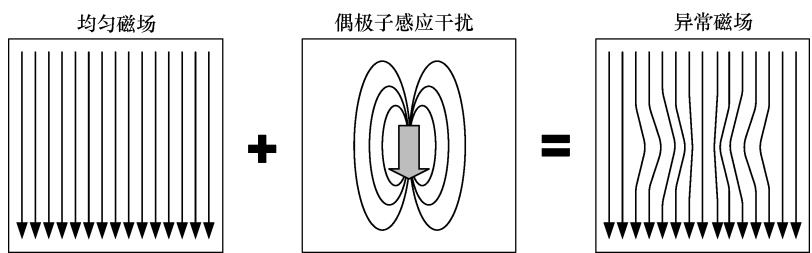


图 6.40 均匀磁场和偶极子干扰叠加的异常磁场结果  
(From lenz, 1990.)

表 6.3 可检测的各种物体磁场

| 物体                 | 距离 ( m ) | 磁场特性 ( nT ) |
|--------------------|----------|-------------|
| 船 (1000t)          | 300      | 0.5-1       |
| 直流火车               | 300      | 1-50        |
| 轻便飞艇               | 150      | 0.5-2       |
| 汽车 (1t)            | 30       | 1           |
| 管道 ( $\phi$ =30cm) | 15       | 12-50       |
| 螺钉旋具               | 3        | 0.5-1       |
| 旋转器                | 3        | 1-2         |

图 6.41 给出了一辆汽车的磁特性。这种磁特性可用于道路上车辆的分类，交通控制，被停车占据地方（Wolff et al. 2006）。图 6.42 给出了取决于方向移动的磁场信号。传感器可以直接安置于道路或道路附近。

图 6.41 和图 6.42 给出了由 AMR 传感器检测的磁信号。也有使用 GMR 传感器或磁阻传感器来估计车辆速度的类似结果和方法的报道（Uchiyama et al. 2000，Sebastia et

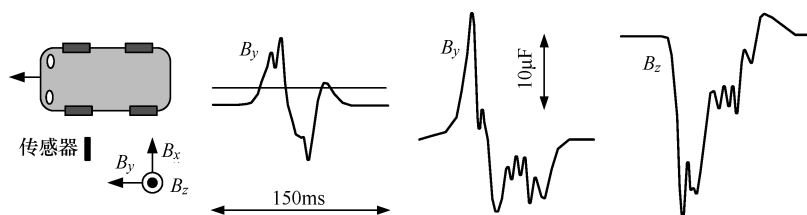


图 6.41 移动货车附近检测到的磁场（轮廓线）。AMR 传感器距地面 30cm，距车 30cm  
（来自于：Caruso, M. J. and Withanawasam L. S., Vehicle detection and compass applications using AMR magnetic sensors, Honeywell Application Note, 1999）

al. 2007)。

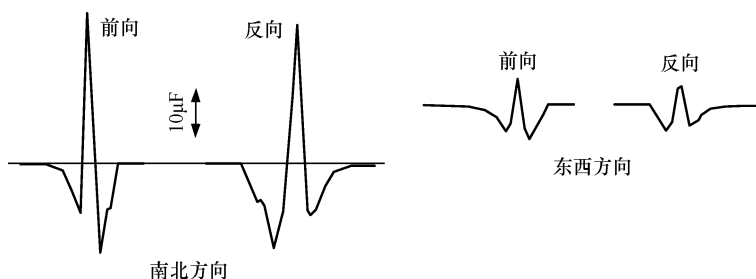


图 6.42 车辆向不同方向移动的磁信号

（来自于：Caruso, M. J. and Withanawasam L. S., Vehicle detection and compass applications using AMR magnetic sensors, Honeywell Application Note, 1999）

海军潜艇的磁特性信号就极其重要。这种舰船最危险的武器是能够通过磁信号确认船只，并由磁性智能触发水雷或鱼雷。磁场主要是由于船体铁磁外壳感应磁化引起的，船体的这一部分也受到地球磁场的磁化。图 6.43 给出了一个潜艇典型的磁特性信号。

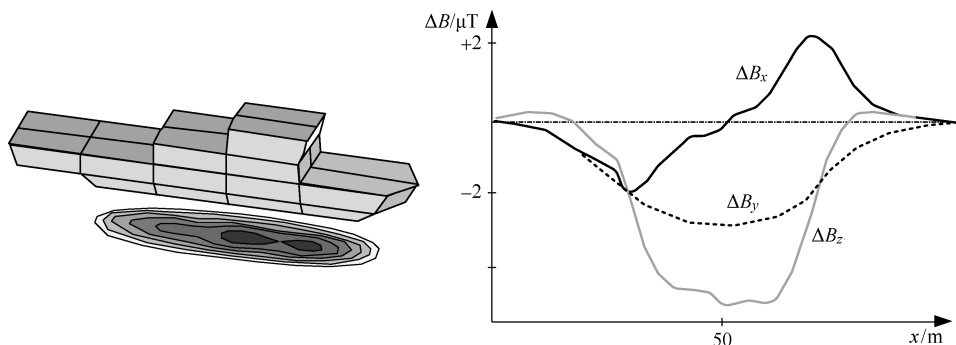


图 6.43 船舶的计算磁特性信号。龙骨以下 5m，船尾东向 220m 处的磁场  
（来自于：Aird, G. J. C., Modeling the induced magnetic signature of naval vessels, PhD dissertation, University of Glasgow, Scotland, U. K., 2000.）

为减小磁特性信号,需要完成某些确定的常规步骤。第一步是船外消磁。通过电缆线包围弧形船体。船体通过巨大的交流电而消磁。但这种技术仅去除了永磁体分量特性。因此,另一种熟知的退磁方法也会用到,分析磁场后发现,磁性最活跃的是被直流电缆所环绕的部分。图 6.44 给出了去磁后的磁特性。

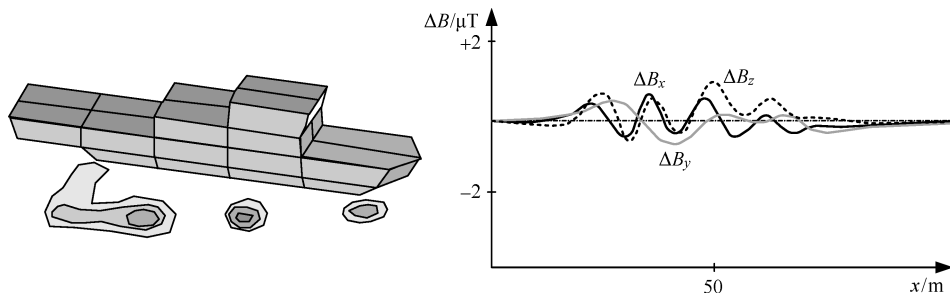


图 6.44 去磁后根据图 6.43 计算出的船舰磁特性

(来自于: Aird, G. J. C., Modeling the induced magnetic signature of naval vessels, PhD dissertation, University of Glasgow, Scotland, U. K., 2000.)

因为雷达元件在水中无法工作,可用磁通门传感器网来保护港口和码头。潜水艇的游动也可通过质子进动或质子磁力仪从水下检测到。

磁性方法也通常被用于检测埋藏的金属物体,包括矿物。图 4.48 给出这种装置的一个例子。图 6.45 给出了金属探测器的工作原理。

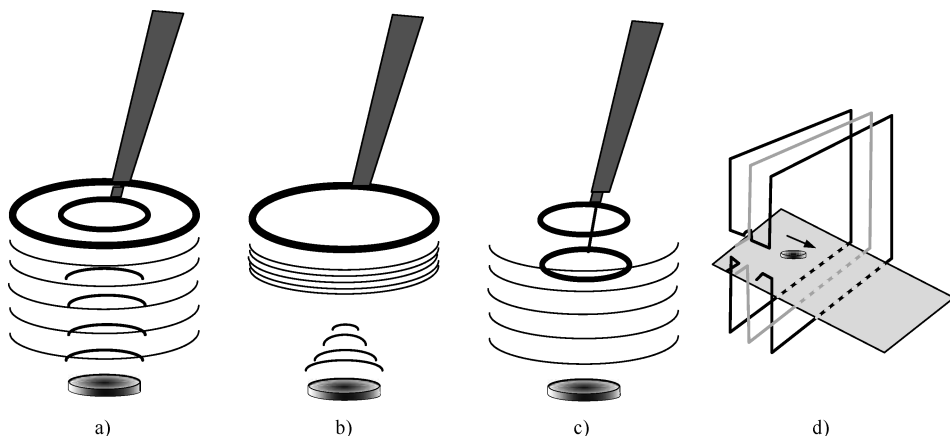


图 6.45 多种的金属探测技术

a) 频率非常低的低频探测器 b) 脉冲感应 c) 直流梯度场探测仪 d) 磁场行李的检测

VLF 探测仪(见图 6.45a)由两个感应回路组成:发射器和接收器。这些线圈采用这种方式安排:发射器信号不会在接收器的感应绕组中感应信号。但如果探测空间内出现了传导金属,那么磁场产生的涡流电流可通过接收器线圈来检测到。通过发射信号和接收信号之间的大小和相移,可由甄别器起作用来分辨被测物体的体积、位置深

度和材料的种类（见图 6.46）。

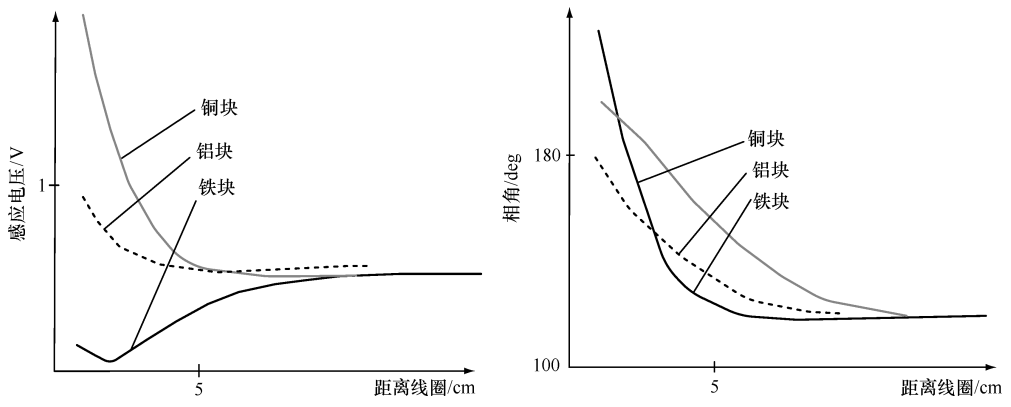


图 6.46 甚低频无线电探测器接收线圈中的感应电压

(From Sharawi, M. S. and Sharawi, M. I., Design and implementation of low cost VLF metal detector with metal type discrimination capabilities. IEEE International Conference on Signal and Communications, Dubai, pp. 480-483, 2007)

脉冲感应技术（见图 6.45b）中，只有一个线圈在间断时间检测脉冲信号和回波信号的衰减。脉冲技术对土中矿化磁性不够敏感。图 6.47 给出了脉冲检测系统输出信号的例子。

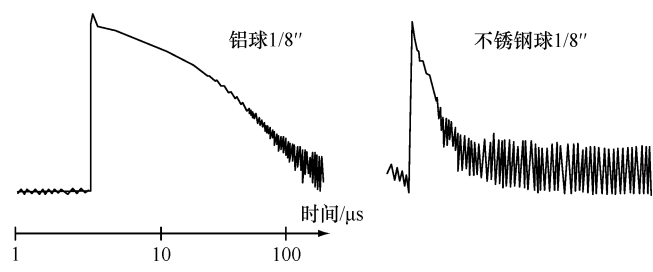


图 6.47 脉冲磁场金属探测器中的电压响应例子

(来自于: Ripka, P. et al., Bomb detection in magnetic soils: AC versus DC methods, EXCO IEEE Sensor Conference, Daegu, Korea, 2006)

两种交流技术同样是传输信号的主动方法。这种方法对于寻宝人是有效的，但是对于地雷探测而言，传输信号可能会激发地雷爆炸。在这种情况下，必须使用无源直流梯度法（见图 6.45c）。图 6.48 给出了三维磁通门梯度计的输出信号。

当然，地雷探测是最复杂的问题。因为在地雷和地雷探测器设计者之间存在着战争（Siegel 2002）。无磁性地雷（没有金属部分）的引入与磁性矿物一样，装有由磁异常触发的敏感磁场传感器。

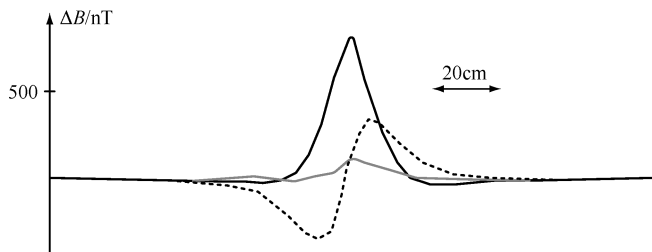


图 6.48 对于样品埋藏深度为 8cm 时的直流磁通门梯度仪的三个分量  
(来自于: Ripka, P. et al., Bomb detection in magnetic soils: AC versus DC methods,  
EXCO IEEE Sensor Conference, Daegu, Korea, 2006)

机场的磁门工作原理与脉冲磁场探查器相似。图 6.45d 给出了行李磁性检测系统。如 4.2.11 节 (见图 6.49) 所描述的那样, 磁性系统也被用于磁性监控系统。

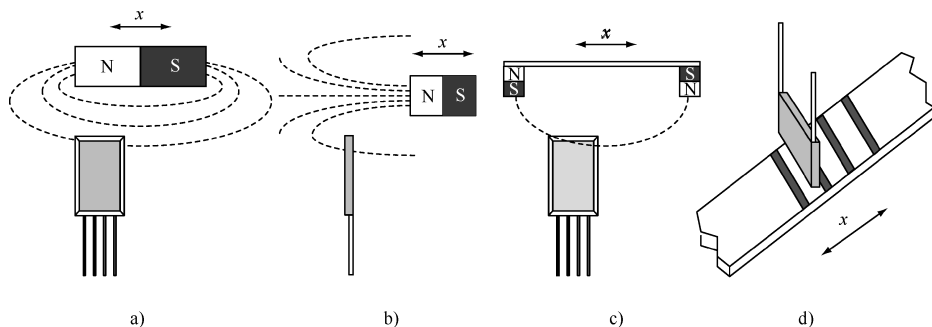


图 6.49 使用磁场传感器的位移测量

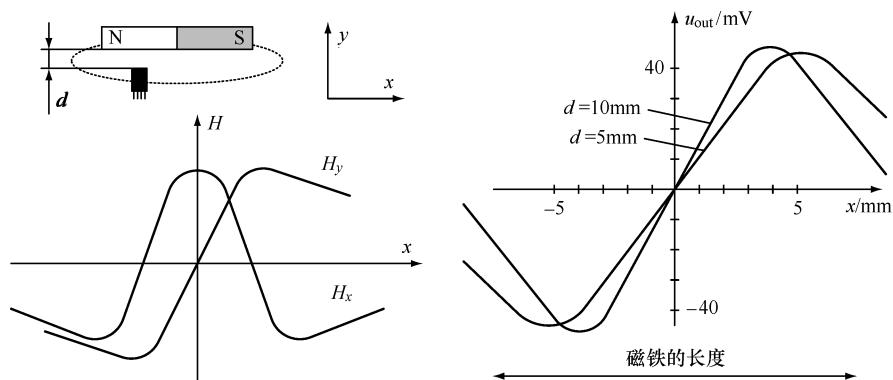


图 6.50 菲利普 MR 传感器 KMZ10B 的位移传感器例子

## 6.2.2 机械传感器

大多数磁场传感器通常被用于其他非磁性数值的测量。尤其是 Hall 传感器和磁阻传感器经常被用作机械传感器。

图 6.49 给出了使用磁阻传感器作为位移传感器的可能性。通常磁体移动与传感器



相关,但反过来机理也是可能的。除了磁体,磁场源能够以一种记录的模式实现(见图 6.49d)。Hall 和 MR 传感器对这些应用尤为实用。因为它们相对廉价,小巧,与简易的磁体装在一起有足够的灵敏度。

考虑到多种位移传感器:

1) 位移传感器(见图 6.49 和图 6.50) 中的关系  $V_{\text{out}} = f(x)$  已经实现。这些传感器用于转化位移量为电信号的模拟量或数字量。

2) 近程传感器(见图 6.51) 可探测移动物体的存在。作为这种传感器一个例子,在磁体和霍尔传感器之间距离变化,可以考虑启动安全气囊系统。

3) 一点探测器(见图 6.52)。

4) 多维位置传感器(操作杆)(见图 6.56)。

5) 精确测定位置的编码器(见图 6.53、图 6.54 和图 6.55)。在编码器系统中,磁传感器协同记录磁轨道(如图 6.49d 所示)。编码器通常被用于步进电机的反馈元件。

当然,我们能够测量线位移,角度位置或者旋转。

图 6.51 给出了多种近程传感器可能的设计。除了磁体,任何铁磁材料均能够使用(由传感器产生的磁场磁化),并且仅传导无磁性部件(被涡流磁化)。

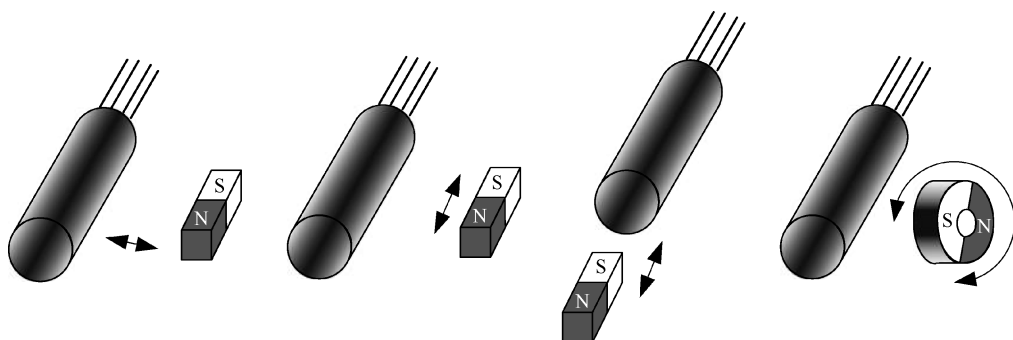


图 6.51 磁传感的近程传感器多种排列  
(After Cherry Electrical Products Application Note)

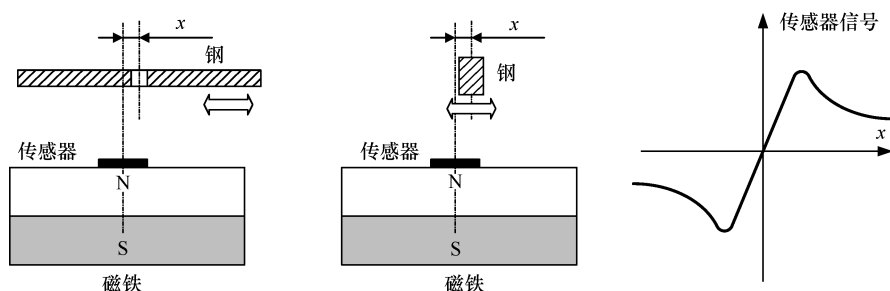


图 6.52 一点位置的探测器

图 6.53 给出了两种线性编码沿着标尺方向位移磁性传感器的例子。为获得高分辨率,轨迹需要高密度的记录。分辨率也可通过使用两个传感器来改善。图 6.54 给出了两种提

高分辨率的方法。第一种是增加的位移量由具有半螺距位移的两个标尺测量。然后在输出信号中，记录期通过四个脉冲表示。第二种方法中，两个传感器有半螺距位移。

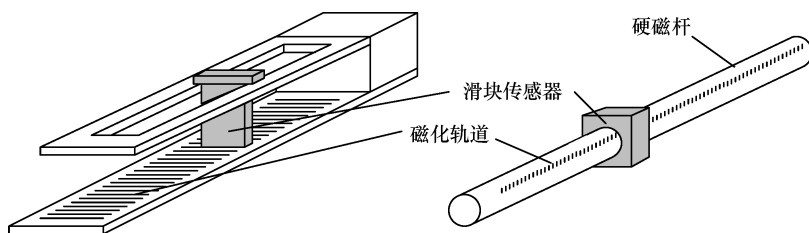


图 6.53 线性编码器的两个例子

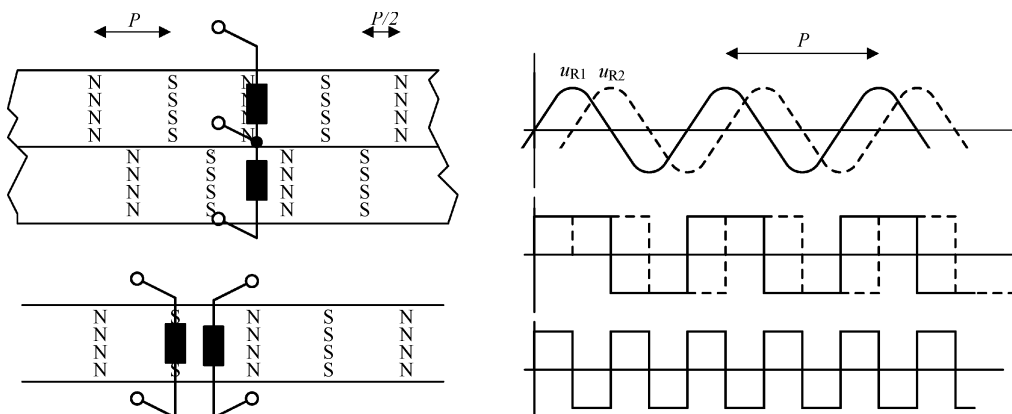


图 6.54 改进分辨率的增量编码器

三种类型的编码器：线性，环形，或者旋转编码器，最常用于电机控制。图 6.55 给出了 RLS 公司的编码器。线性编码器检测位置距离量程达 100m，分辨率为  $1\mu\text{m}$ 。环形编码器能够运行每分钟 25000 转，分辨率为每转 37680 计数。旋转编码器能够运转的速度达到每分钟 30000 转，分辨率为 13 位比特（即为每转 8192 个点）。



图 6.55 线性、环形和旋转式磁性编码器的例子 (Courtesy of RLS company)

图 6.56 给出了多维位置机械臂，即操作杆。这种类型的机械手通常用于电脑游戏，但是最主要的应用是作为机器人触觉传感器使用。

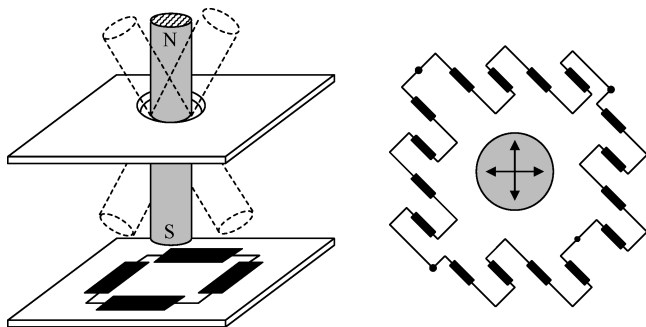


图 6.56 用于机械手（操作杆）的位置传感器

(来自于: Nelson T. J., IEEE Trans. Magn., 22, 394, 1986)

AMR 传感器阻抗的变化取决于电流方向和磁化方向之间的角度  $\vartheta$  (参见方程 2.56):

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = -\frac{\Delta \rho}{\rho} \sin^2 \vartheta = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos 2\vartheta \quad (6.9)$$

如果使用相对弱的磁体在 AMR 传感器上方旋转。能够测量磁场的分量和  $V_{\text{out}} = H \cos \alpha$ 。这种方法对磁场、温度等的变化敏感，并且运转时仅在  $0^\circ$  附近小角度偏移（当磁场垂直于传感器轴时，AMR 传感器不能够正常工作）。另一种解决方法是使用一个强磁体强制  $\alpha = \vartheta$ 。根据表达式 (6.9)，可得到关系式  $V_{\text{out}} = K \cos 2\alpha$ ，此处  $K$  是常数。

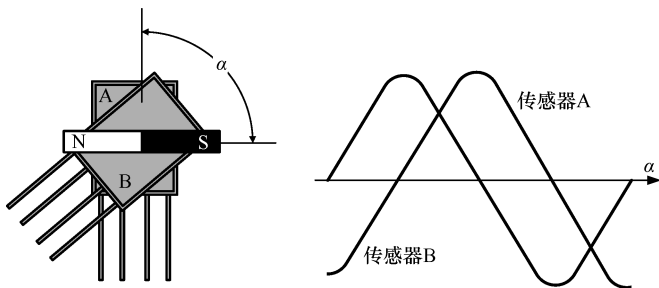


图 6.57 带有两个 AMR 传感器的角度传感器

通常使用双传感器检测角度。两个传感器：一个检测  $K \cos 2\alpha$  的值，另一检测  $K \sin 2\alpha$  的值，且可计算线性关系  $V_{\text{out}} = K \cdot \arctan(V_y/V_x) = K\alpha$ 。在 AMR 传感器的方面，两个传感器应间的倾斜角度为  $45^\circ$ 。图 6.57 说明了这种传感器的工作原理，图 6.58 给出了由菲利普开发和 NXP 半导体制造的 KMZ41 型双传感器角度检测传感器布局。

由 Sentron AG 改进的二维 Hall 传感器也基于相似的工作原理（见图 6.59）。这种传感器采用嵌入式集成电路，可以确保磁体在  $0^\circ \sim 360^\circ$  之间旋转时得到 2V 的线性信号。典型角度分辨率约为  $0.05^\circ$ ，且可获得总体精确度高于  $1^\circ$ 。这种传感器可以用作操作杆装置。

由 Sentron AG 改进的二维 Hall 传感器也基于相似的工作原理（见图 6.59）。这种传感器采用嵌入式集成电路，可以确保磁体在  $0^\circ \sim 360^\circ$  之间旋转时得到 2V 的线性信号。典型角度分辨率约为  $0.05^\circ$ ，且可获得总体精确度高于  $1^\circ$ 。这种传感器可以用作操作杆装置。

旋转速度测量（分辨率）最常用的方法之一是磁性传感器。图 6.60 描述了主要方法：亚铁变速机构的旋转齿 (a)，旋转磁体 (b)，或者通过涡流磁场的测量 (c)。这些方法优点是非接触，并且能够在恶劣和高温环境中实现。

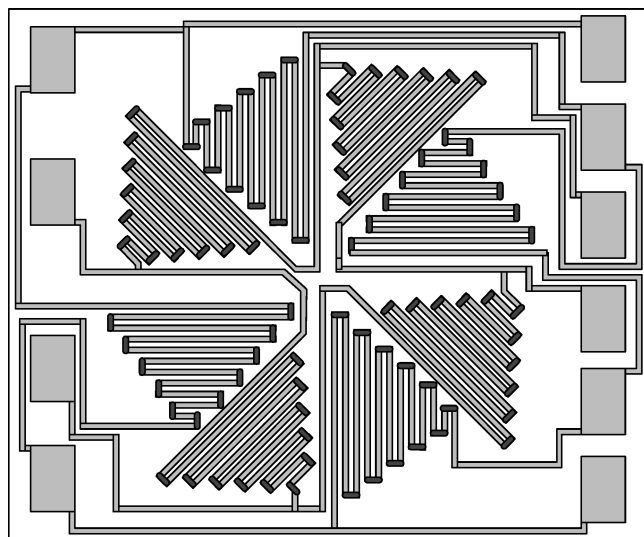


图 6.58 由于角度测量的 KMZ41 AMR 传感器

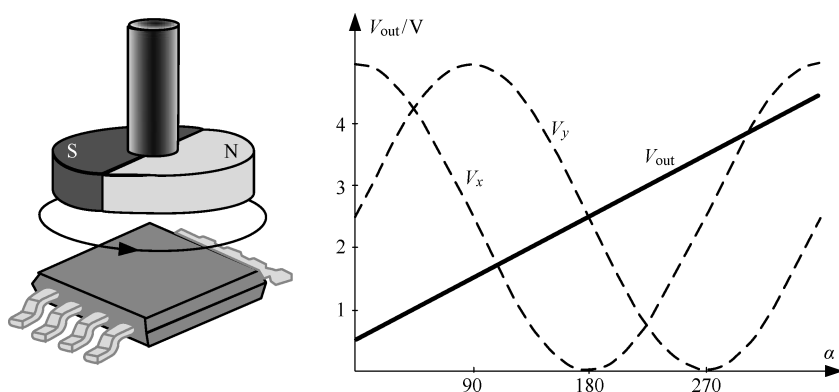


图 6.59 Sentron 的二维 Hall 2SA-10 型角度传感器

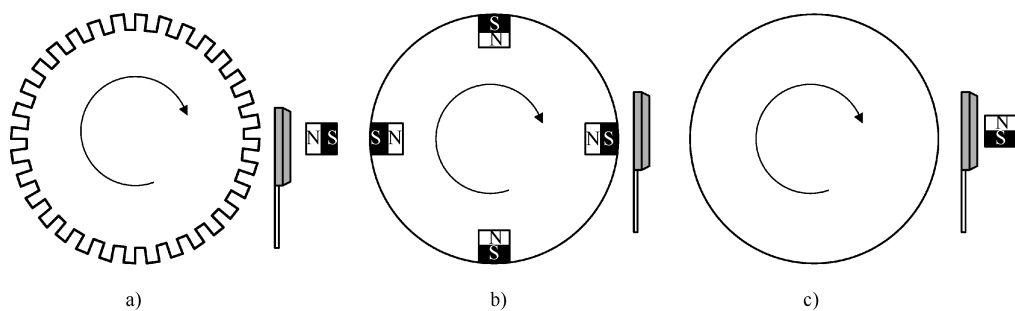


图 6.60 旋转式速度测量的主要方法

图 6.61 给出了旋转速度传感器的工作原理。传感器输出信号取决于传感器和齿轮的距离  $d$ ，以及齿轮模数  $m = D/n$  ( $D$  为齿轮直径， $n$  为齿数)。图 6.62 给出了 Philips 的 KMZ10B AMR 传感器的相关计算，推荐的距离和齿轮模数分别是  $m = 2$  和  $d = 3$ 。

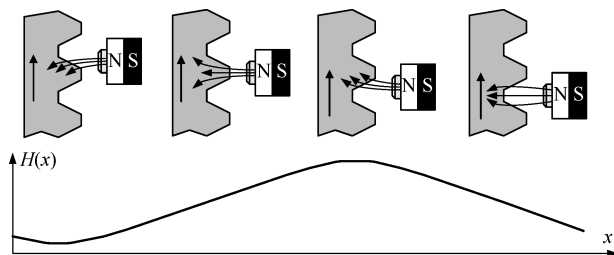


图 6.61 在亚铁齿轮旋转变化期间变化磁场旋转速度传感器的工作原理  
(Philips Technical Information)

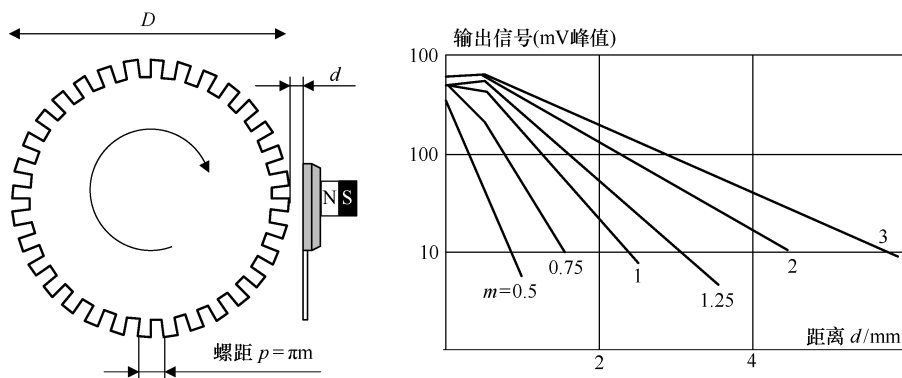


图 6.62 基于 KMZ10B 传感器的旋转式速度传感器输出信号的相关性  
(Philips Technical Information)

在防锁死制动系统 (ABS) 中，有必要使用简易磁传感器测量每个指轮的旋转。感应转速器不能够低速运行，光传感器不能够在污浊环境中接收信号。图 6.63 给出了带有磁性传感器的防锁死制动系统 (ABS) 工作原理。总体来说，磁性传感器被广泛地应用于汽车工业中 (例如检测方向盘角度) (Treutler 2000, Kittel et al. 2003)。

如果能够检测位移、角度和速度等，就能够测量许多其他的机械量。图 6.64 给出了压力、加速度或转矩传感器。以转矩为例，需要测量转动轴和负荷轴间角度差  $\Delta\alpha$ ，然后计算转矩 (Miyashita et al. 1990)：

$$T = \frac{\pi G D^4}{32 L} \Delta\alpha \quad (6.10)$$

式中， $G$  是横向弹性模量； $D$  是扭杆直径； $L$  是扭杆长度。

### 6.2.3 电传感器

磁性传感器在电测量中的主要应用是电流传感器。这种应用最重要的优势是非触

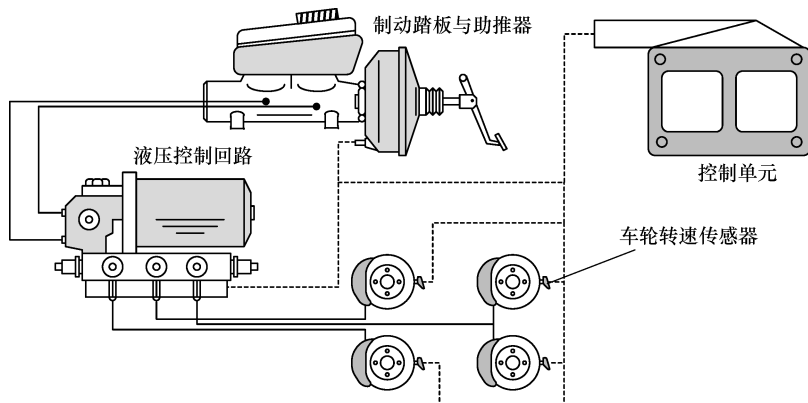


图 6.63 防锁死制动系统 (ABS) 利用磁性传感器对齿轮旋转的控制  
(来自于: Graeger, V., VDI Berichte, 1009, 327, 1992)

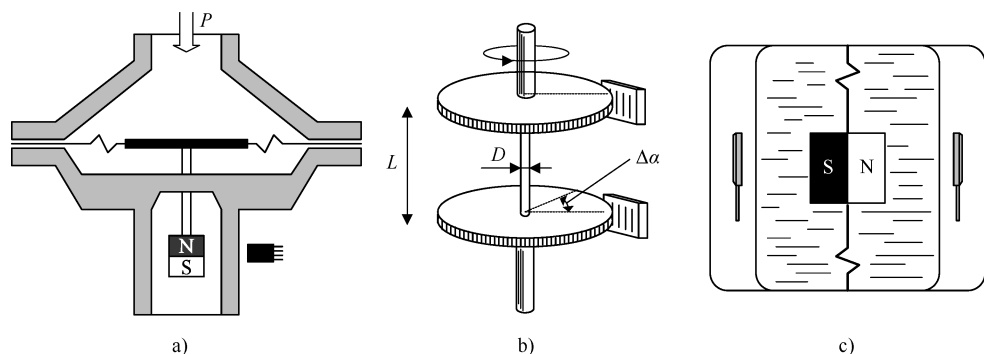


图 6.64 基于磁性传感器的压力、转矩和加速度传感器

式测量，更为重要的是对输入和输出信号进行电气隔离。磁性隔离同样可在测量互感中实现，但是这些装置通常体积大、昂贵，且只能在交流下运行，而磁性传感器可“变换”交流和直流电流。

图 6.65 给出了磁性电流传感器测量的主要方法。载流导线附近磁场（见图 6.65a）在距离为  $x$  时，可以通过以下关系式测量：

$$H = \frac{1}{2\pi x} I_x \quad (6.11)$$

同样，印制电路板中宽度为  $w$  的导线中的电流（见图 6.65b）可以根据近似的关系测量：

$$H = \frac{1}{2w} I_x \quad (6.12)$$

测量长度为  $L$ ，直径为  $2a$ ，匝数为  $n$  的线圈产生的磁场：

$$H = \frac{n}{2 \sqrt{a^2 + L^2}} I_x \quad (6.13)$$

并且电流最近通常通过罗可夫斯基线圈测量（见图 6.65d），长度为  $L$ ，横截面为  $A$ ，匝数  $n$  的线圈输出信号：

$$V = \mu_0 \frac{nA}{L} \frac{dI_x}{dt} \quad (6.14)$$

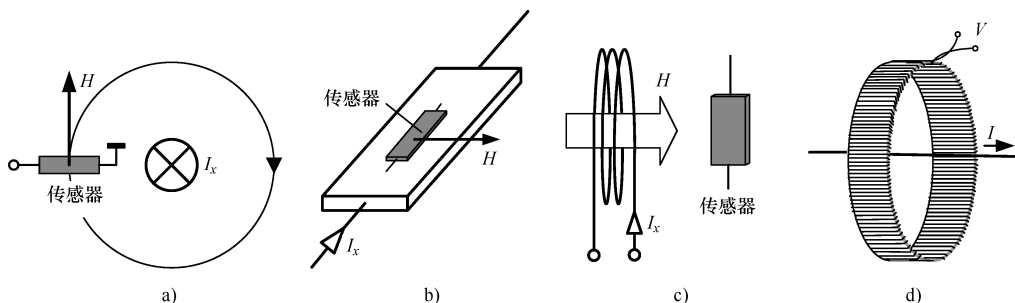


图 6.65 通过磁传感器进行电流测量的主要方法

图 6.66 给出了 GMR 传感器测量电流的简单应用。但这种方法对于外磁场很敏感，因此推荐带有两个传感器的方法。因为它对外磁场不再太敏感，如图 6.67 所示。

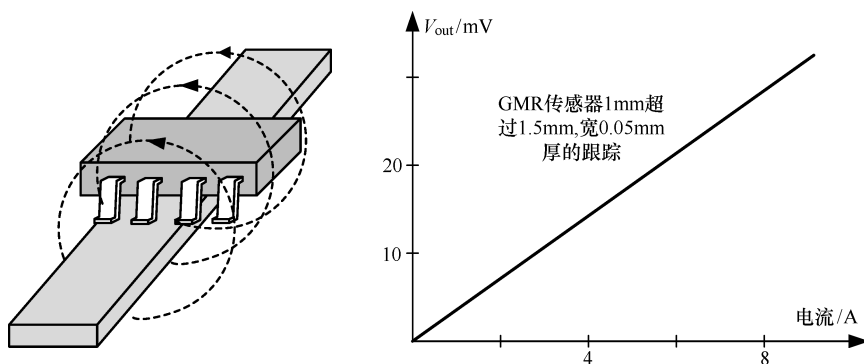


图 6.66 使用 GMR 磁场传感器直接测量电流

最近，经常采用闭环形式的罗可夫斯基线圈电流传感器（见图 6.65d）。其主要优势是转换迅速（缺少铁磁部分）和几乎无限制范围的测量电流（包括等离子体电流）。缺点是在输出时必须采用积分电路。

通过带有反馈的闭环轭铁系统可得到最好的结果。图 6.68 给出了这种装置的两个例子。在市场上有很多闭回路的 Hall 传感器。图 6.69 给出了基于 Hall 的典型传感器<sup>⊖</sup>。这些传感器可以变换直流和交流（至 100kHz）电流，范围从 25A ~ 500A 输出典型的电流 100mA。转换的精确度为 0.5%，线性度为 0.1%。

⊖ 也有带电压输出的开路版本（无反馈）。

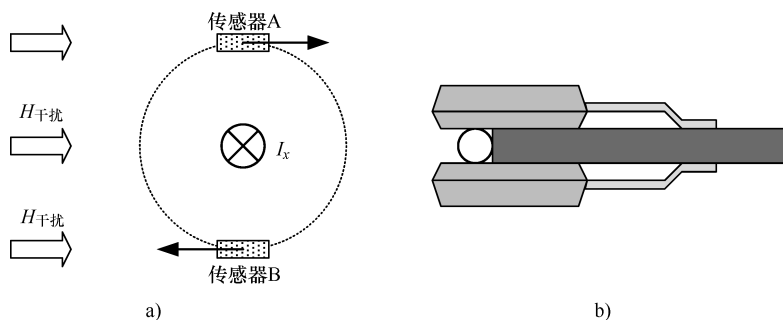


图 6.67 双传感器电流变送器 (Philips Technical Information)

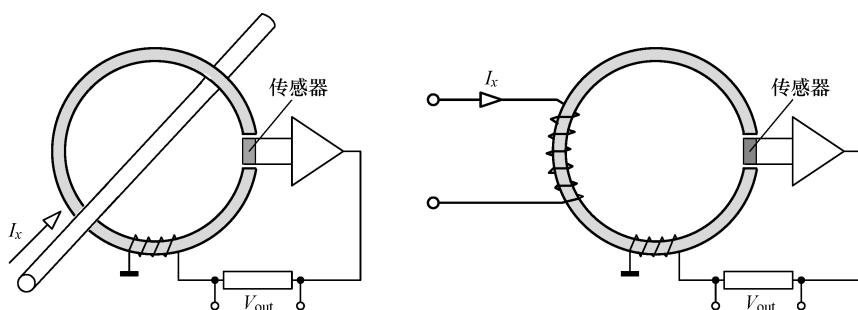


图 6.68 带闭合轭铁和反馈的电流变换器



图 6.69 基于 Hall 传感器的电流变换器 (左) 和罗氏线圈传感器 (右) (由 ABB 提供)

在许多装置中, 例如 A/D 转换接口, 需要保证输入与输出之间电流隔离。非易失性电子 (NVE) 形成的 GMR 传感器——基于微型集成电路片, 即熟知的磁隔离、磁耦合器, 或线圈隔离 (IsoLoop)。图 6.70 给出了这种装置的工作原理。

NVE 磁耦合器保证了大约 100Mbit/s 速度的数字传输时延少于 8ns。可以得到多于 5 个通道的耦合。图 6.71 给出了 GMR 和光学耦合器的比较。



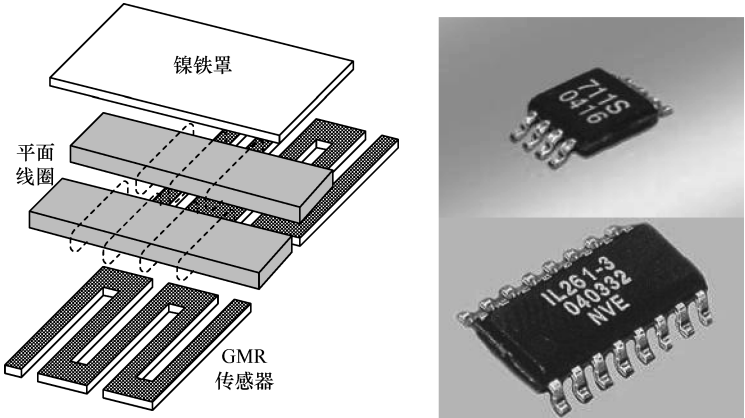


图 6.70 GMR 电流隔离装置的工作原理

图 6.72 给出了另一种 Hall 和 MR 传感器可能的应用，即像乘法器一样用于功率转换。因为 MR 传感器的输出信号取决于磁场强度  $H_x$ （由电流  $I_x$  激励）和供电电压为  $V_x$ ：

$$V_{out} = KV_x I_x \quad (6.15)$$

可以使用这种传感器作为功率传感器。图 6.69 给出了一个精确度为 0.5% 的电功率传感器设计例子。这种传感器的一个重要优势是可以承受短时超负荷，甚至是额定电流的 10 倍。

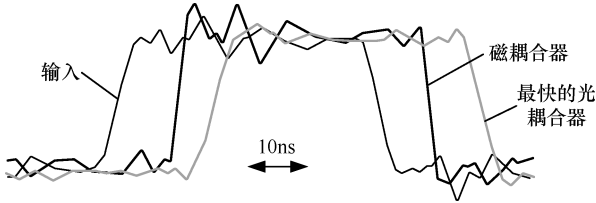


图 6.71 磁性和光学的隔离器的性能比较  
(来自于: Mayers, J., Sens. Technol. Des., 2002)

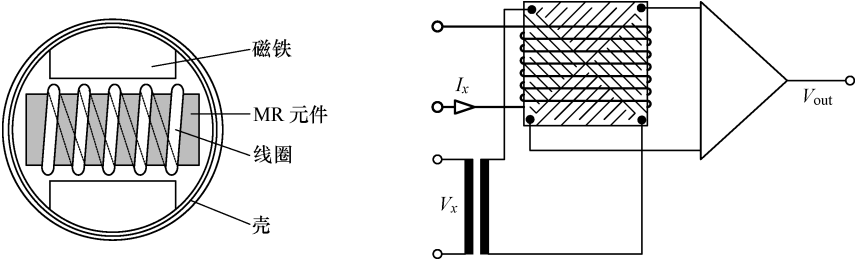


图 6.72 基于 AMR 传感器电功率变换器的设计

(来自于: Kwiatkowski, W. and Tumanski, S., IEEE Trans. Magn., 20, 966, 1984)

### 6.3 磁性诊断

#### 6.3.1 磁性成像

在 5.4.2 节中，提出了通过 AMR 传感器的方式来扫描磁场分布。6.1.3 节中给出

了磁场分布图的获取方法。这些技术可以被归为磁性成像技术。通过磁性成像可以分析材料的磁性能，也可测试其他现象，例如，大脑活动或者焊缝的质量。

众所周知的技术是磁共振成像（MRI）（在后面介绍）。在磁性材料的测试方面，经常用到磁畴成像技术。所有实用的传感器中，SQUID、微型 Hall 传感器和克尔效应装置可获得磁场扫描的磁性图像。图像也可通过其他技术获得：由传感器阵列组成的磁相机。

图 6.73 给出了记录于硬盘、DVD 和蓝光磁盘的比特图形。这些小区域需要特殊的微型传感器。图 6.74 给出了两个由纳米级磁性仪器（Nanomagnetics Instruments）开发的极小 Hall 传感器。在相同的图像中，给出了由 MagCam NV 公司开发的用于磁场相机的 16384 个 Hall 传感器矩阵。

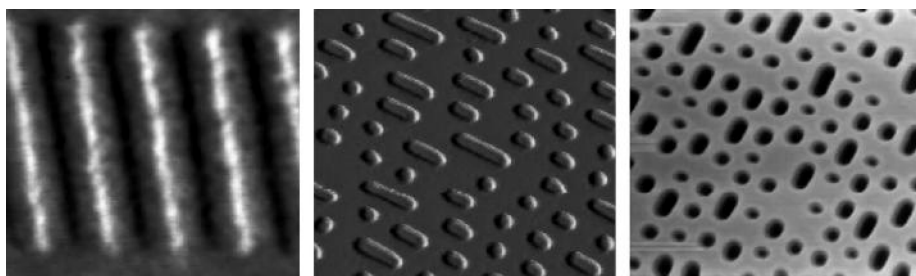


图 6.73 由 AFM 和 MFM 获得的硬盘、DVD 和蓝光盘表面  
高倍放大图像（蓝光图像是  $4 \times 4 \mu\text{m}$ ）  
( Courtesy of Nanomagnetics Instruments. )

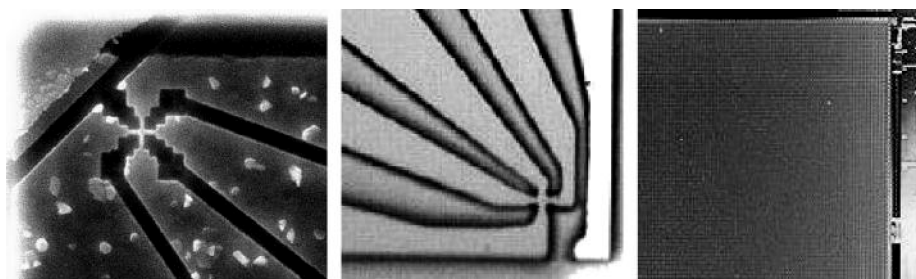


图 6.74 Hall 传感器的显微镜目标：50nm 传感器， $1 \mu\text{m}$  传感器和在  $13 \times 13 \text{mm}$  区域上  
由 16384 传感器构成的部分阵列  
( Courtesy of Nanomagnetics Instruments. and MagCam NV. )

已经生产了多种基于 Hall 传感器的显微镜（Chang et al. 1992, Oral et al. 1996a, Howel et al. 1999, Sandhu et al. 2001, 2004, Shimizu et al. 2004, Dinner et al. 2005, Kejik et al. 2006）。尺寸为  $50 \times 50 \text{nm}$  的极小 Hall 传感器，由 60nm 厚的铋薄膜通过聚焦离子束铣削制成。传感器表现出的分辨率为  $80 \mu\text{T/Hz}^{1/2}$ （Sanhu et al. , 2004）。一种典型的微传感器由砷化镓/砷化镓铝（GaAs/AlGaAs）的异晶结构制备，尺寸为  $1 \times 1 \mu\text{m}$  和分辨率为  $4 \mu\text{T/Hz}^{1/2}$ （Sanhu et al. , 2001）。如果在低温扫描时，敏感度和分辨率能够

显著地提高。

图 6.75 给出了一个 Hall 探针显微镜的例子。Hall 探针以约  $1.5^\circ$  倾斜角度嵌入，以便于更好地接近测量表面（例如，测量隧道电流）。由精确的步进电机来进行粗略的定位，但是最好通过使用压电扫描管（PZT）实现定位。

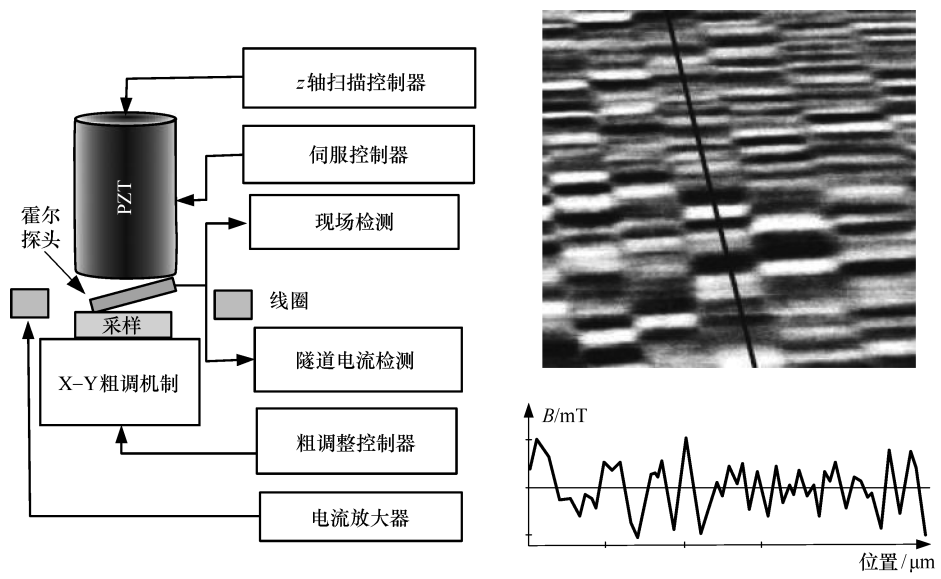


图 6.75 Hall 传感器和磁盘上轨道记录的图像  
(From Sandhu, A. et al. , Jpn. J. Appl. Phys. , 40, 4321, 2001)

图 6.76 给出了 Hall 传感器相机测试焊接质量的应用。系统的主要优势是实时成像，速度为 50 帧/s 和 0.1mm 像素分辨率。因为微传感器非常小，敏感度适中——磁场最小的范围是 0.1mT。但是，依然足以测量接头和裂纹（Jun and Lee 2008, Hwang et al. 2009）。

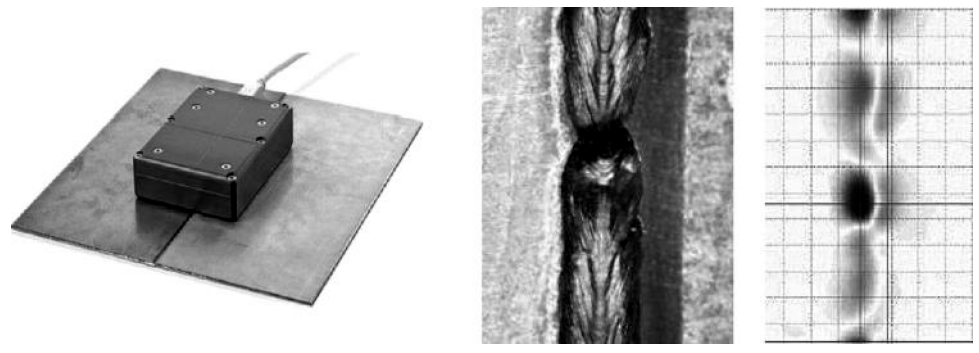


图 6.76 Hall 传感器相机测试焊接接头  
( Courtesy of MagCam NV. )

薄膜磁阻传感器通常被用于高密度的硬盘信息读取,且具有亚微米级检测磁性图像的分辨能力。事实上,已经有了应用 AMR、GMR 和自旋阀传感器显微镜的报道 (O' Barr et al. , 1996, Yamamoto et al. 1996, 1997, Philips et al. 2002, Mazumdar and Xiao et al. 2005, Takezakiet al. 2006, Sahoo et al. 2009)。图 6.77 给出了由磁阻显微镜扫描执行的比特记录成像比较。图像的质量与由磁力显微镜 (MFM) 获得的图像可进行比较。

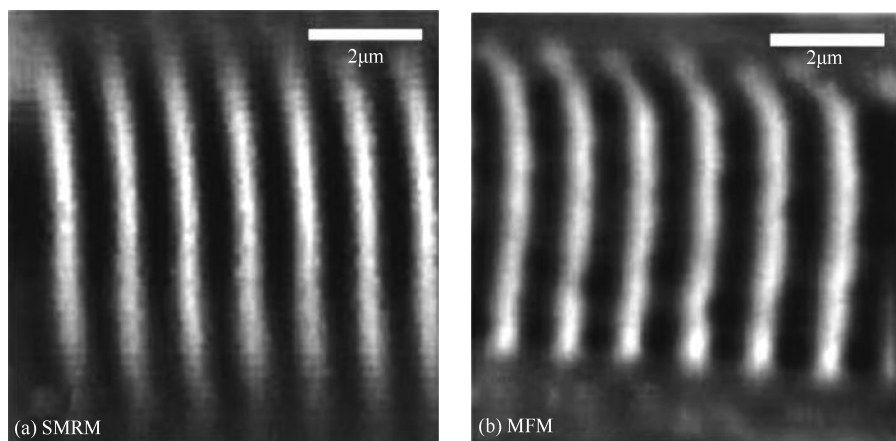


图 6.77 (a) 通过扫描式磁阻显微镜 (SMRM) 和 (b) MFM 得到的记录轨迹图像比较  
(来源于: Yamamoto, S. Y. and Schultz, S. , J. Appl. Phys. , 81, 4696, 1997)

通常的 DNA 分析,要用到带有荧光标记点的激光扫描显微镜。也可根据图 6.78 给出的方案标记 DNA 序列的磁性。DNA 生物素序列由磁性纳米颗粒覆盖的链霉亲和素标记,结果就获得了由成千上万球珠构成的微阵列。

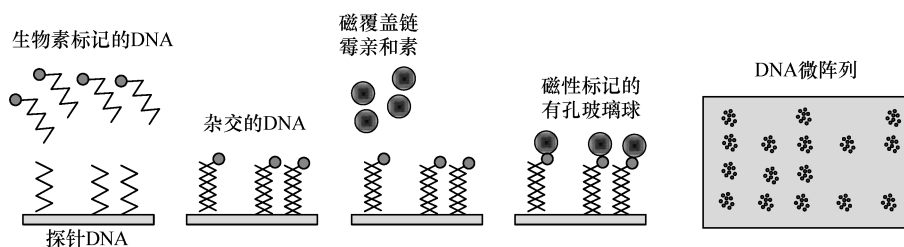


图 6.78 DNA 微序列磁标记技术的原理

为检测高密度,需要在 DNA 序列上放置非常小的磁场传感器 (微米级)。最佳备选是 GMR 传感器和专用 MTJ 传感器 (由于高磁阻率,可以制作得极小) (Miller et al. 2001, Graham et al. 2003, 2004, Brzeska et al. 2004, Shen et al. 2008)。图 6.79 给出了通过体积为  $2 \times 6 \mu\text{m}$ ,分辨率为  $0.6\%/\text{mT}$  的 MJT 传感器,对 DNA 序列磁标记的磁场扫描结果。信号和图像虽然被噪声所覆盖,但是球珠是可以被检测到的。

基因表达快速分析最好的解决方法,是包含 MJT 传感器阵列的生物芯片微系统

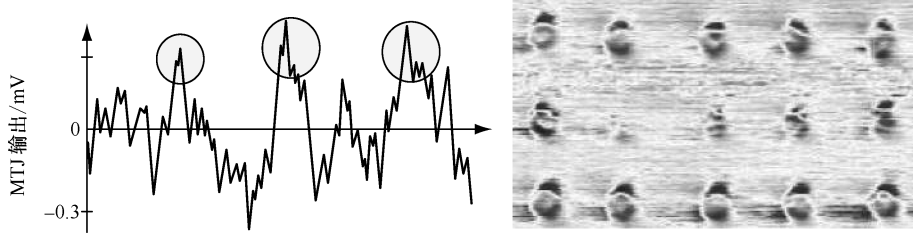


图 6.79 DNA 微序列的磁场扫描结果（左侧，距离 1000 $\mu\text{m}$ ）和已测图像（右侧），尺寸为 700  $\times$  1500 $\mu\text{m}$

（来自于：Chan. M. L et al. , Scanning magnetic tunnel junction sensor for the detection of magnetically labeled microarray, 14th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystem, Lyon, France, 2007; Chan. M. L et al. , IEEE Trans. Magn. , 455, 4816, 2009）

（Basel et al. 1998, Edelstein et al. 2000, Almeida et al. 2006, Cardoso et al. 2006, Lopes et al. 2010）。图 6.80 给出了典型的传感器阵列：一个 8  $\times$  8mm 大小，包含 16  $\times$  16 个由二极管连接传感器（256 个传感器）阵列。附加的二极管用于切换和温度控制。每个 MJT 传感器为 2  $\times$  10 $\mu\text{m}$ （由以下层次组成：9Ta/5NiFe/25MnIr/5CoFeB/1.2Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/1.5CoFeB/4.5NiFe/3Ta），灵敏度为 25%/5mT。当 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 绝缘被 MgO 替代以后，此时会有更高的磁阻率。信用卡大小的微系统配备了电子电路的寻址，读取数据，温度控制，液态、样本处理和数字信号处理。检测 250nm 直径磁性纳米颗粒的可能性也得到了证明。

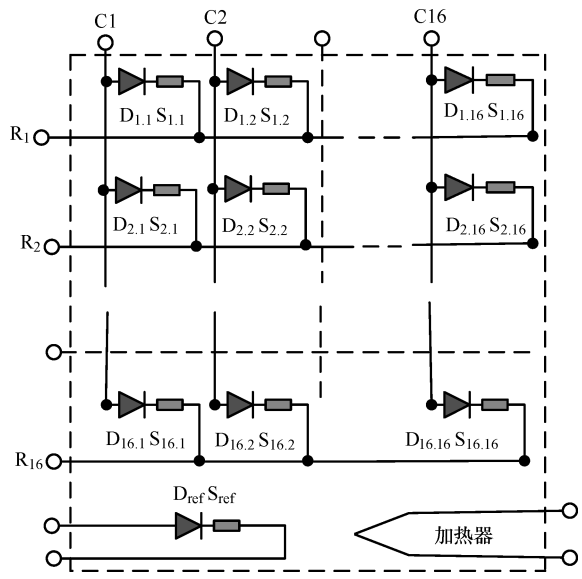


图 6.80 作为 DNA 分析阵列芯片一部分的 MTJ 传感器阵列

（来自于：Almeid, T. M. et al. , Characterization and Modelling of a magnetic biosensor, Instrumentation and Measurement Technology Conference, Sorrento, Italy, 2006. ）

图 6.81 给出了几种磁性成像技术的场强灵敏度和空间分辨率。从图像中可以看出：基于 SQUID 显微镜覆盖了较大的应用范围，尤其是低频场范围。

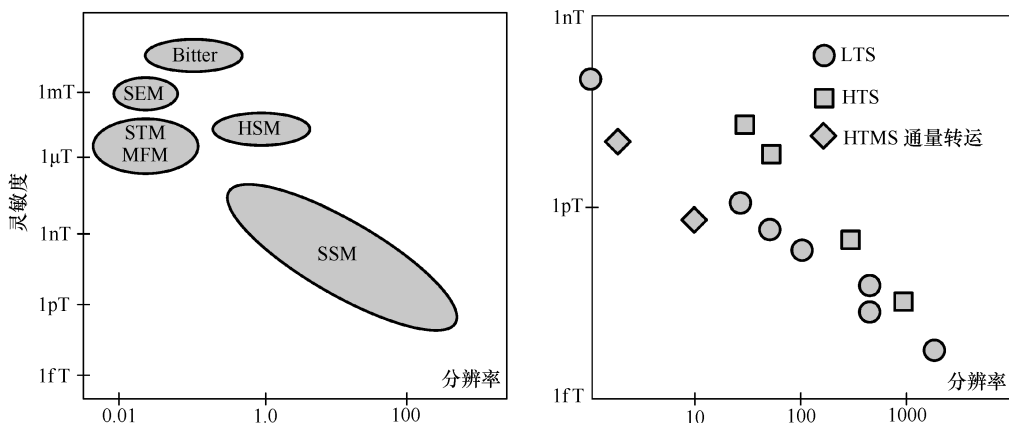


图 6.81 几种磁性结构成像技术的场灵敏度和空间分辨率：扫描式电子显微镜 SEM；扫描式隧道显微镜 STM；磁力显微镜 MFM；Hall 扫描显微镜 HSM；SQUID 扫描显微镜 SSM（右侧图：SQUID 显微镜的数据报道）

（来自于：Vu, L. N. and Van Harlingen D. J., IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 3, 1918, 1993；Bending, 1999；Fagaly, R. L., Rev. Sci. Instrum., 77, 101101, 2006.）

具有卓越分辨率的 SQUID 传感器是替代通常使用显微镜的好方法。薄膜 SQUID 传感器很小，其测试区可以更小，因为拾波线圈可以小到几微米，如图 6.82 所示。

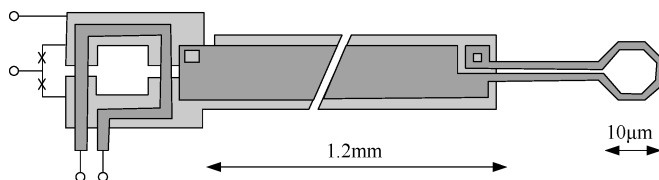


图 6.82 微型 SQUID 传感器的显微镜应用

（来自于：Kirtley, J. R. and, Wikswo J. P., Ann. Rev., Mater. Sci., 29, 117, 1999）

一些综合性报告描述了 SQUID 扫描显微镜（Wikswo 1995, Kirtly and Wikswo 1999, Fagaly 2006）。同样有上百篇论文更加详细的报道了 SQUID 显微镜（Staton et al. 1991, Mathai et al. 1992, 1993, Vu et al. 1993, Wellstood et al. 1997, Hasselbach et al. 2000, Kirtley 2002）。与其他方法相似，可采用磁性成像的传感器阵列扫描方法（Wikswo 1991, Espy et al. 2001, Krause et al. 2001, Gartner et al. 2002, Klark et al. 2003, Matsuda et al. 2005），如图 6.83 所示。

当然，低温时简易的拾波线圈是最佳解决方案（参见图 6.80）。但并不是总能实现这种策略，如果样本在杜瓦瓶外面，需要解决的主要问题是样本和杜瓦瓶间的距离。不管怎样，近几年特殊设计保证了磁场扫描分辨率在 50 μm，线圈和样本之间的空间距离小到 15 μm（Kirtley and Wikswo 1999）。



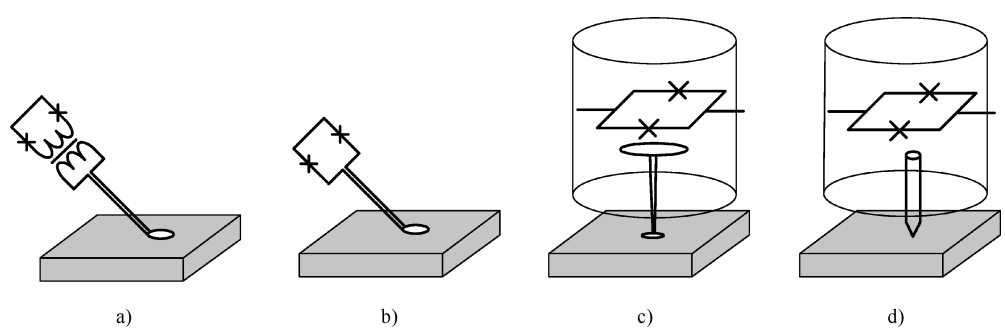


图 6.83 显微镜扫描系统的不同策略

(来自于: Kirtley, J. R. and Wikswo, J. P., Ann. Rev., Mater. Sci., 29, 117, 1999)

如图 6.81 右侧图那样, 分辨率和灵敏度是有矛盾的: 获得更高的灵敏度, 只能牺牲分辨率。但如图中所示, 低温 SQUID LTS 能够被高温的 SQUID HTS 而取代, 这在无损工业测试中非常重要。

图 6.84 给出了一个火星陨石的磁性图像, 它是室温下由分辨率极高、直径为  $500\mu\text{m}$ 、与样本空间距离  $250\mu\text{m}$  的 NbTi 拾波线圈扫描显微镜生成的 (扫描步长为  $200\mu\text{m}$ )。

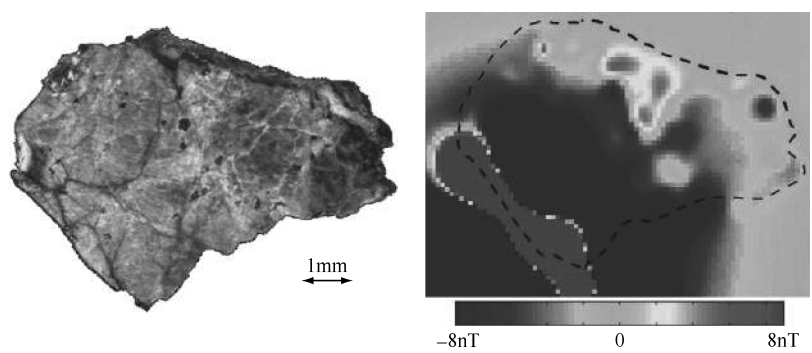


图 6.84 火星陨石及其磁性图像

(来自于: Weiss, B. P. et al. Science, 290, 791, 2000. With permission)

扫描过程非常耗时, 且不能够接受其他应用请求。尽管报道的多种传感器阵列系统是由 3, 4, 或 10 个传感器构成 (Wikswo 1991, Espy et al. 2001, Kirause et al. 2001, Gartner et al. 2002, Clark et al. 2003, Matsuda et al. 2005)。尤其在观察脑部活动的情况下, 脑磁图扫描 (MEG), 需要实时分析数据。最近已经开发了多于 200 个拾波线圈组成的脑磁图扫描 (MEG) 系统, 如图 6.85 所示。

Kerr 显微镜常用于畴结构的成像。典型的 Kerr 显微镜的工作原理如图 6.86 所示。偏振光从磁化样品抛光表面反射, 反射光发生了旋转, 且旋转角度取决于样品的磁化 (克尔效应原理在 2.6.3 节已经给出)。通常使用汞弧光灯 (且也会用到激光束) 作为光源。

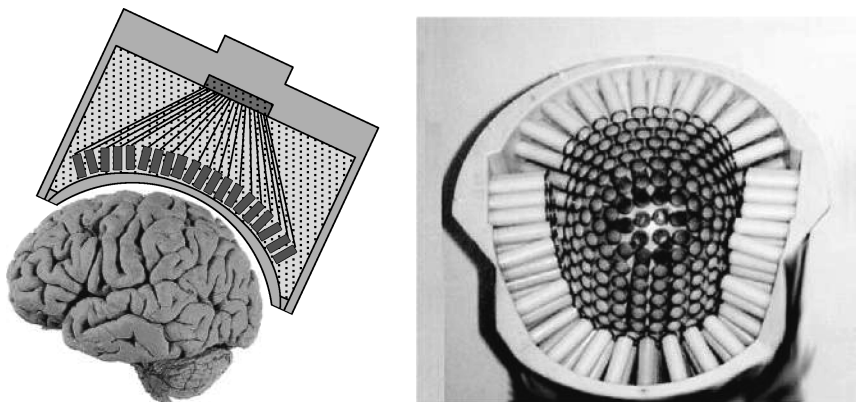


图 6.85 人体头部周围磁场测量的传感器阵列——3600WH 磁性系统线圈阵列及其 248 个独立磁力仪/梯度线圈检测器的原理

(Courtesy 4-D Neuroimaging)

Kerr 显微镜的重要优势是不需要扫描就直接得到图像，比如利用 CCD 相机。这确保了动态畴构造形成的可观察性。缺点是样品表面需要仔细的制备，因为一般光线只能穿透 20nm 的深度，所以有时需要去除表面涂层。为获得满意的图像，需要进行复杂的数字图像处理 (Hubert and Schafer 1998)。

Kerr 显微镜由 Neoarc 有限公司制造，例如，市售 BH-786V 型，分辨率为  $1\mu\text{m}$ 、测试区域为  $100 \times 80\mu\text{m}$  的  $50\times$  透镜，或  $250 \times 200\mu\text{m}$  区域的  $20\times$  透镜的。

Kerr 显微镜确保了动态畴结构力学的可观察性。图 6.87 给出了实时系统中畴壁位移的观察结果 (Mose et al. 2005, 2006)，快速相机与可选择的磁化源同步。从报道的观察报告可以看出，畴构造的过程并不是完全可重复的，畴壁的位置不是周期循环的。

特制带有脉冲激光束的 Kerr 显微镜，即著名的时间分辨显微镜，皮秒级的分辨率和亚微米空间分辨率，可以确保生成一个畴图像的快照 (Kryder et al. 1990, Freeman and Smyth 1996, Hiebert et al. 1999)。

使用传统的显微镜方法，例如电子扫描显微镜 (SEM)，电子传递显微镜 (TEM)，隧道扫描式显微镜 (STM)，原子力扫描式显微镜 (AFM) 或者磁力显微镜 (MFM) (Petfordlong 2001)，有可能对图像进行处理 (包括畴的观察，[Hubert and Schafer 1998, Szmaja 2006])。在电子扫描式显微镜 (SEM) 中，电子束通过样本表面反射或样本透射 (例如在薄膜样本情况下) 与样本相互作用。不同的探测信号 (二次电子、反向散射电子、X 射线、光等) 受到表面形状和杂散磁场分布的影响。

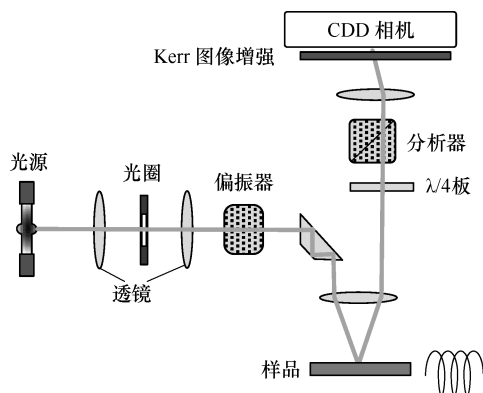


图 6.86 Kerr 显微镜工作原理



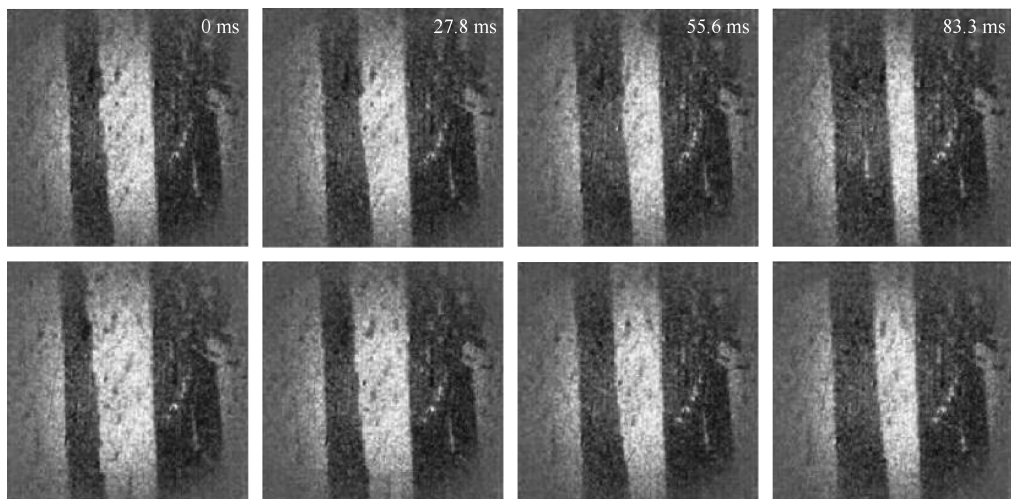


图 6.87 GO 钢铁在相同区域 ( $1.2 \times 1.7 \text{ mm}$ ) 内连续两个 1Hz 磁化周期内捕获的图像比较  
(来自于: Moses, A. J. et al., IEEE Trans. Trans., 41, 3736, 2005. With Permission)

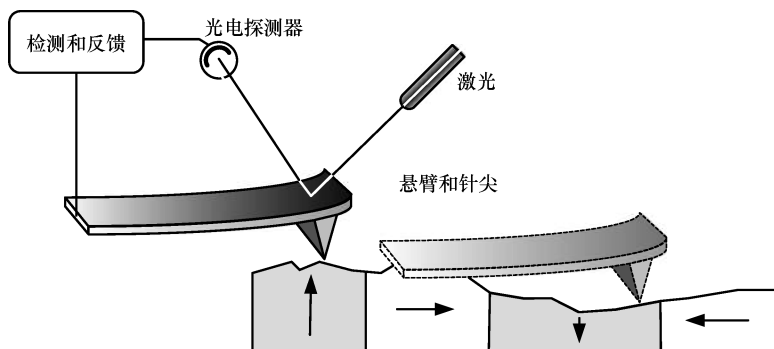


图 6.88 原子力/MFM 的工作原理

其他原理的显微镜采用尖端探测器 (见图 6.88):

- 1) 隧道式显微镜 (STM)。
- 2) 原子力显微镜 (AFM)。
- 3) 磁力显微镜 (MFM)。

原子级 (亚纳米尺寸) 曲率半径的尖端被移动到一个固定距离样本的上面。在隧道显微镜中, 隧道电流被作为输出信号 (因此, 尖端和样本都是良导体)。在扫描式原子力显微镜 (AFM) 中, 尖端是在硅悬臂的末端。在原子力的影响下尖端和表面之间存在原子距离, 悬臂是偏离的, 这种偏离可通过激光束测量。

固定距离是根据反馈确定的。悬臂是振荡的, 振荡频率取决于样本和尖端的距离, 反馈控制着振荡频率。

在磁力显微镜 (MFM) 中, 尖端被磁性材料所覆盖, 悬臂在磁力的影响下而偏移。图 6.89 给出了磁力显微镜 (MFM) 测定畴结构的图像。被扫描式原子力显微镜

(AFM) 测试过的相同区域, 可用于消除表面形状的影响。多种显微镜方法的结合通常可以获得令人满意的结果, 例如, 有将 Kerr 显微镜和磁力显微镜 (MFM) 组合在同一装置中的报导 (Peterka et al. 2003)。纳米磁性装置公司提供的 PPMS 型, 采用扫描式 Hall 探针显微镜、AFM 和 MFM。

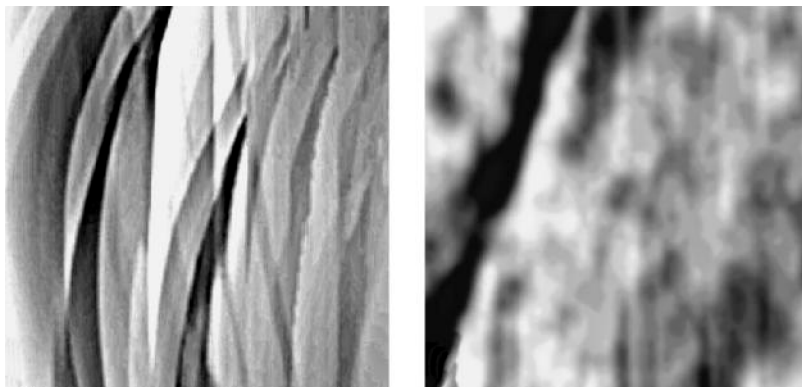


图 6.89 左图为 MFM 显微镜测定的钹磁铁的畴结构: 扫描区域  $0.6 \times 0.6 \mu\text{m}$ , 尖端到表面距离为 100nm。右侧图为由 AFM 测定的相同区域 (形状)

(来自于: Szmaja, W., Recent developments in the imaging of magnetic domains, in *Advances Imaging and Electron Physics*, P. W. Hawkes (ED.), Vol. 141, pp. 175-256, 2006. With permission)

对畴结构的观察, 传统的 Bitter 胶体技术依然是首选, 由于其简易性, 尤其适用于工业环境中 (与图 5.134 比较)。现代数字图像处理技术, 使得这种方法得到了显著提高, 如图 6.90 所示。

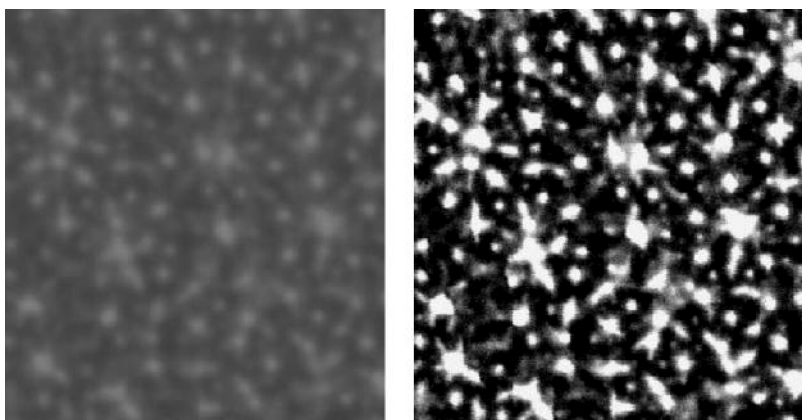


图 6.90 左图为由 Bitter 技术测定的钴晶体的畴结构: 测试区域为  $80 \times 80 \mu\text{m}$ 。

右图是数字处理后的相同图像

(来自于: Szmaja, W., Recent developments in the imaging of magnetic domains, in *Advances Imaging and Electron Physics*, P. W. Hawkes (ED.), Vol. 141, pp. 175-256, 2006. With permission)

### 6.3.2 磁性无损检测

电磁无损检测技术 (NDT) 因其相对简易而被广泛地使用。(例如与 X 射线方法相比较)。电磁无损检测技术 (NDT) 主要有两种 (参见图 6.91):

- (1) 漏磁检测技术 (MFL)
- (2) 涡流检测技术 (ECT)

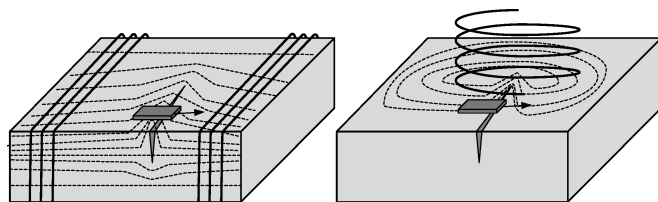


图 6.91 磁性无损检测电磁技术 (NDT) 主要方法: 漏磁 (左) 和涡流 (右)

第一种方法中, 磁性样本是通过稳定或低频磁场磁化的, 缺点是需要探测一种磁异常形式 (正如在磁性考古学中情况一样)。可供选择的漏磁通, 可在先前磁化样品附近作为剩磁被检测到。线圈传感器、MR 传感器或者 Hall 传感器可以被用作磁通检测器。SQUID 传感器提供了磁性无损检测 (NDT) 新技术。最常用到的异常成像技术是磁粉检测 (MPI)。

涡流方法 (ECT) 中, 样本是通过交流磁场磁化, 且涡流产生的磁场是可检测的。与漏磁通方法相比, 涡流检测技术可以用于所有导体材料, 不仅仅是磁性材料。此外, 涡流方法 (ECT) 的一个重要优势是通过选择频率, 能够渗透到样本的不同深度。

这两种方法都受到容量的限制, 即只能在表面以下或其表面。最近开发的无损检测技术 (NDT) 不受这些缺陷限制。更多令人感兴趣和有价值的工作在于预测未来可能出现缺陷。例如, 腐蚀趋势可被 SQUID 传感器检测 (Wiskwo 1995, Jenks et al. 1997, Kruse and Kreutzbruck 2002)。

除了上面给出的两种方法, 也可以使用其他的磁性技术:

- 1) 核磁共振 (NMR) (主要在医学中)
- 2) 巴克豪森噪声和磁声发射 (MAE)
- 3) 维拉利和其他磁致伸缩效应 (Kaleta et al. 1996, Baudouin et al. 2003)

两种主要方法受三个重要问题影响: 样品的磁化技术, 场检测技术和数据解译技术。图 6.92 给出了多种裂纹的典型漏磁场。有经验的研究者能够通过其磁特性判断出裂纹的形状。

但是在 MFL 的情况下, 最方便和最简易的方法是磁粉检测 (MPI) (Lovejoy 1993)。磁化样本通过磁粉和胶质而覆盖, 简单直观地观察被研究物体的表面。图 6.93 给出了通过磁粉检测 (MPI) 实验得到的两个含缺陷样本的例子。

图 6.94 给出了测试中各种样本的磁化方法: 通过磁铁、通过电磁铁或直接通过电流源连接样本。

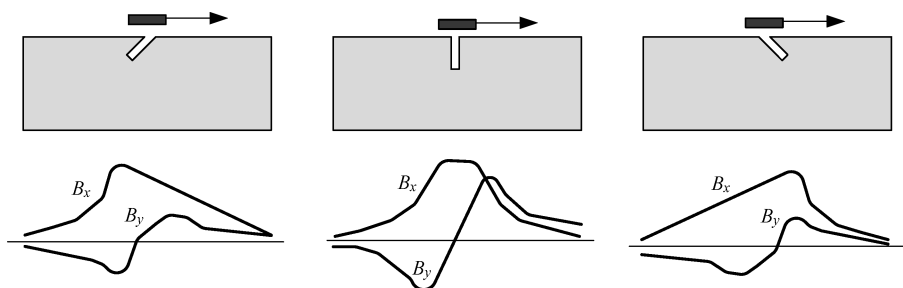


图 6.92 各种裂纹之上的漏磁的例子

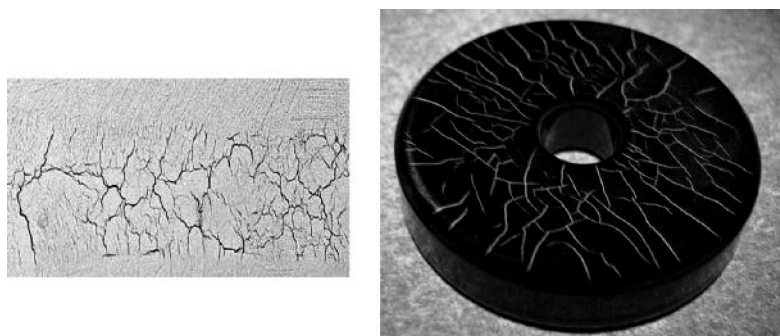


图 6.93 磁粉检测 (MPI) 技术显示裂纹的两个例子 (右边在荧光灯下)

(Courtesy of MR Chemie GmbH.)

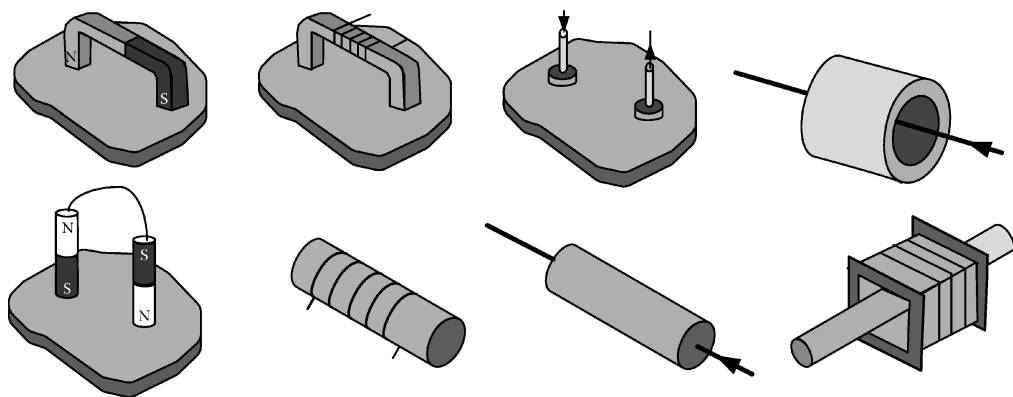


图 6.94 研究样品磁化的各种方法

在涡流检测方法的情况下, 样品由通入交流电流线圈来完成磁化 (见图 6.95)。涡流渗透的深度取决于磁场频率和材料电导率  $\gamma$  (见表 6.4):

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \gamma \mu}} \quad (6.16)$$

图 6.96 给出了 ECT 中使用的典型技术。假设被测样品能够作为电感器的铁心 (见

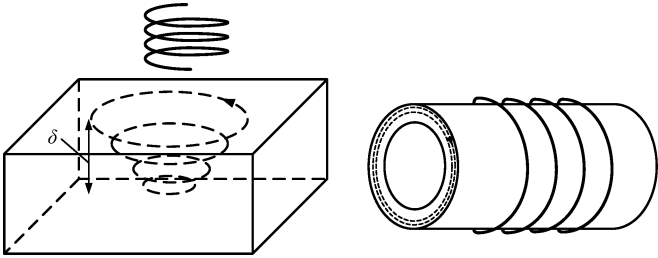


图 6.95 测试样本中形成的涡流

图 6.96a)。在这种条件下，输出信号取决于被测体表面的线圈阻抗。通常分析阻抗  $Z = R + j\omega L$  的两个分量，因为阻抗相位能够给出有关缺陷位置的信息。通常磁导率的两个分量也是可测得。代替单线圈系统，可使用双线圈系统，其中一个线圈是参考线圈（见图 6.96b）。

可以直接通过使用两个线圈来检测异常：用于磁化的一次线圈和检测感应电压的二次拾波线圈（见图 6.96c）。样品作用相当于变压器的铁心。另一种选择，两个差动线圈可用于去除共模分量（见图 6.96d）。同样在这种情况下，能够分析感应电压的两个分量。

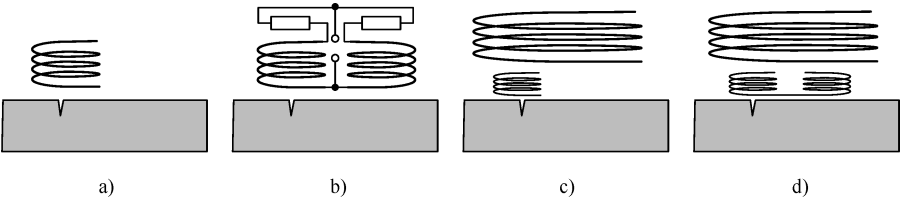


图 6.96 涡流测试技术（ECT）的各种方法

ECT 方法通常是通过移动探针和分析被测电压来完成的。如图 6.97 所示的例子，现代仪器能够直接观察到阻抗模。

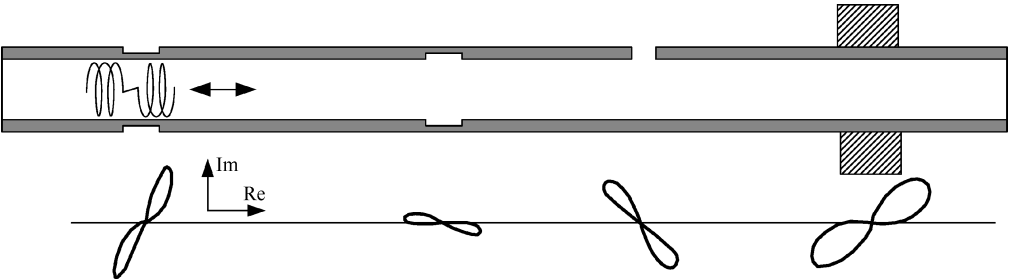


图 6.97 差动探针在管道中运动时，不同缺陷处探测到的阻抗矢量图

(From Cecco, V. S. et al. Eddy Current Manual, Report: AECL-7523, Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario, Canada, 1981; Blitz 1991)

图 6.98 给出了 Rohmann GmbH 生产的现代测试仪器。从屏幕上能够观察到阻抗模和输出信号。



图 6.98 ECT 的仪器 Elotest M3 (Courtesy of Rohmann GmbH.)

佛斯特 (Forstr 1952)、多德 (Dodd 1977)、利比 (Libby 1979)、列里等 (Cecco et al. 1981) 和其他作者计算了被选样品所谓的阻抗平面图和线圈结构 (例如如图 6.99 的左图)。这些图非常有用,因为它们能够测定阻抗的大小,也就是由于裂纹存在而引起的变化,如图 6.99 右图所示。基于这些数据,现代涡流测试仪器能够测定缺陷的位置和尺寸。

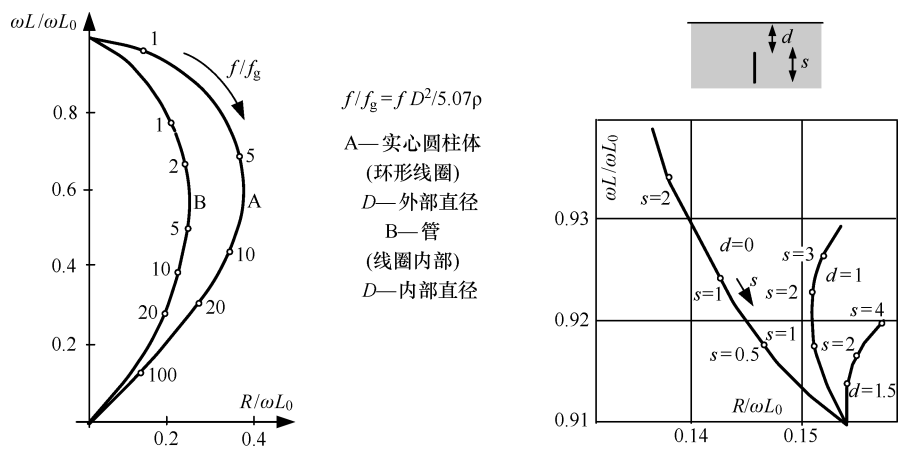


图 6.99 标准阻抗平面和裂纹存在引起的阻抗变化  
(From Shull, P. J., Nondestructive Evaluation, Marcel Dekker, New York, 2002)

表 6.4 以毫米表示涡流渗透的典型深度

| 频率/Hz | 铜 ( $\mu_r = 1$ ) | 钢铁 ( $\mu_r = 100$ ) |
|-------|-------------------|----------------------|
| 0.1   | 6.6               | 1.6                  |
| 10    | 0.7               | 0.2                  |
| 100   | 0.2               | 0.05                 |
| 1000  | 0.07              | 0.02                 |



在阻抗平面,  $\omega L_0$  分量是不带样品时探索线圈的电感, 且限制频率  $f_g$  与贝塞尔函数自变量统一等价的频率<sup>①</sup>。例如, 由线圈环绕的一个实心圆柱体或厚壁管, 限制频率是:

$$f_g = \frac{2}{\pi \mu_r \mu_0 \gamma D^2} = \frac{506.606}{\mu_r \gamma D^2} \quad (6.17)$$

磁性评估不仅可用于对缺陷测试, 而且可用于材料其他性能的检测。例如, 机械硬度与矫顽力非常相关。通过涡流方法可以测量表面硬化程度 (Kirel 2000, Mercier et al. 2006)。

巴克豪森磁效应 (MBE) 和磁声发散效应 (MAE) 技术通常都可用于测试晶粒大小、方向和缺陷杂质的存在。巴克豪森效应主要与畴壁的突然移动有关, 而磁声发散效应 (MAE) 同样与不连续不可逆转的非  $180^\circ$  畴壁运动有关。因此, 显然不均匀磁性材料影响着两种效应。如图 6.100 中表明那样, 这些效应都与磁场强度有不同的关系。已经证明了磁声效应不存在于非磁致伸缩材料中 (例如 6.5% 的 SiFe 钢铁) (Augustyniak et al. 2008)。

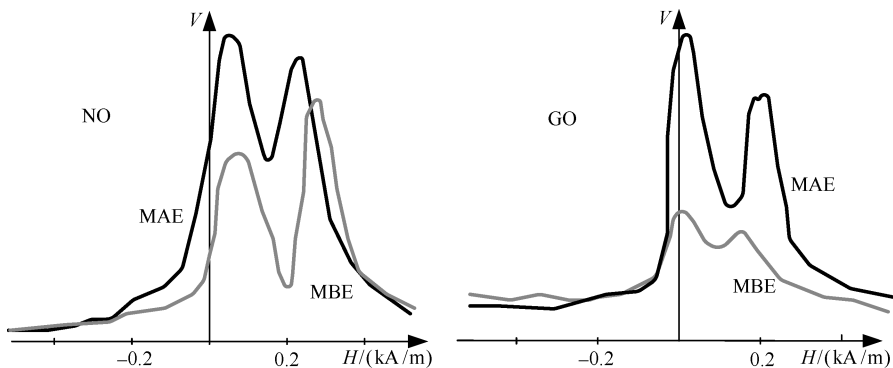


图 6.100 巴克豪森噪声包络和 MAE 包络 (由 NO 和 GO 钢铁确定)

(From Augustyniak, B. et al, J. Appl. Phys., 93, 7465, 2003)

巴克豪森磁效应 (MBE) 和磁声发散效应 (MAE) 技术优势是测量的简易性: 事实上, 样品可以是各种形状, 信号也容易被检测到。在巴克豪森噪声下, 在样品表面可以充分的、简单的安装拾波线圈。对于磁声发散效应 (MAE), 压电换能器通常作为传感器使用。

不幸的是, 巴克豪森磁效应 (MBE) 和磁声发散效应 (MAE) 方法事实上主要是定性的方法。尽管有报道杂散场的增加与巴克豪森噪声相关 (Zurek et al. 2009)。图 6.101 给出了某次保养之后轴承座圈的巴克豪森噪声特性比较。同样也有非破坏性测试的巴克豪森磁效应 (MBE) 和磁声发散效应 (MAE) 方法应用的例子 (Mandal et al. 1999, Augustyniak et al. 2007, Piotrowski et al. 2010)。

①  $f_g$  没有任何物理意义, 但是在使用贝塞尔函数时可帮助进行阻抗分析。

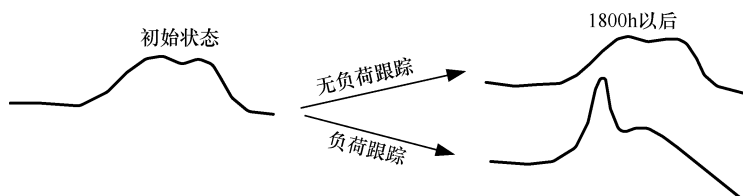


图 6.101 轴承座圈中的巴克豪森噪声信号与磁场关系  
(来自于: Bray, D. E. and McBride D., *Nondestructive Testing Techniques*,  
John Wiley & Sons, New York, 1992)

### 6.3.3 医学中的磁学

磁学在医学中有许多应用,尤其是作为诊断工具(例如,磁共振、磁性心电图(MCG),脑磁图描绘(MEG)和肝脏磁化率探测术)。Andra and Nowak 的书中综合回顾了这一学科的发展(2007)。

医学诊断中最突出的成就是核磁共振成像(MRI)法。这种方法(2003 获诺贝尔奖)不像 X 线断层摄影术一样危险,并且能够得到更好的图像质量。核磁共振成像(MRI)利用核磁共振方法(NMR)(参见 2.7.2 节),因为人类身体主要由水分子组成,然而氢原子核的共振很容易被检测到。

在核磁共振法(NMR)中,原子核被强大的直流磁场极化。然后磁场的 RF 脉冲与直流磁场成  $90^\circ$  角被施加。这引起了原子核磁矩随着质子进动频率  $f_0$  而改变磁化方向。为获得共振,RF 信号频率应当与以下关系式描述的共振条件对应:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \gamma B \quad (6.18)$$

其中  $\gamma/2\pi$  是质子旋磁比,其大小为  $42.6\text{MHz/T}$ 。

这个关系可用于研究定位身体的某一部分,如图 6.102 所示。如果对于连续的磁场  $B_z$ ,在空中附加增长的磁场(梯度向量  $\Delta B_z/\Delta z$ ),只有身体窄的一部分(薄片)与 RF 脉冲对应形成共振条件。通过改变 RF 的频率,能够选择不同的测试薄片。更加常

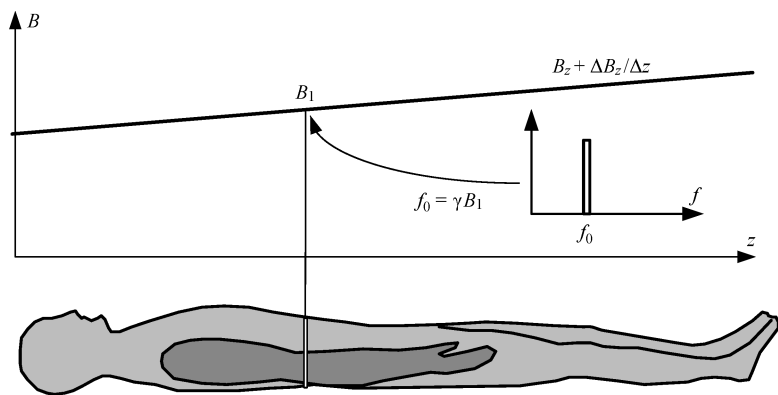


图 6.102 采用梯度场分量的被测薄片定位



用的选择方法是通过改变梯度脉冲来实现的。对于典型的梯度  $\Delta B_z/\Delta z$  等于 1mT/m，相当于频率变化大约 40Hz，对应薄片变化 1mm。

图 6. 103 给出了一种典型的核磁共振成像诊断装置。由磁铁、电磁铁和发射 RF 线圈组成，这个线圈也能被用做接收线圈和梯度线圈。通常也使用均磁线圈等其他线圈对磁场均匀性进行改善。

如果使用矩形波作为 RF 激励信号，作为共振可获得宽频谱频率的信号，如图 6. 104a 所示。因此通常作为激励 RF 信号，使用在频域中几乎可以由矩形脉冲代表的正弦脉冲 ( $\sin x/x$ )，如图 6. 104b 所示。

核磁共振 (NMR) 扫描过程始于梯度信号  $G_z$  和下一个 RF 励磁，如图 6. 105 所示。接收线圈感应 FID 信号。研究物体特性的信息通常带来磁化矢量长度和松弛时间  $T_2$  (由表 6. 10 可见)。因为正弦信号频率范围被扩展到无穷大，这就限制了梯度信号反向变化的时间。

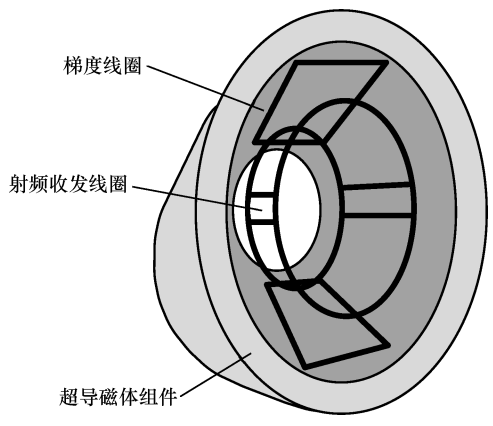


图 6. 103 用于核磁共振图像 (MRI) 诊断的隧道  
(来自于: Guy et al. 1976)

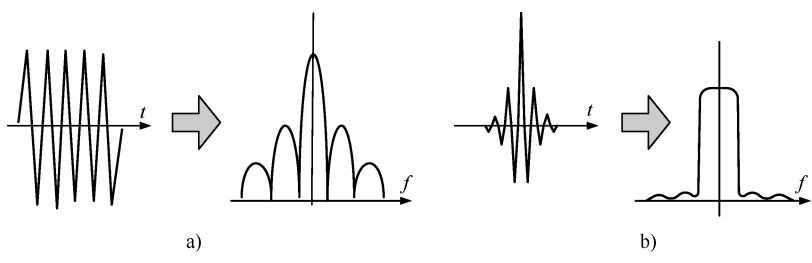


图 6. 104 RF 脉冲及其频率变换

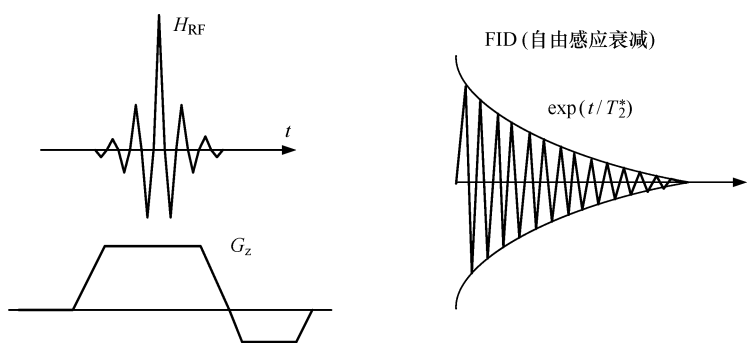


图 6. 105 核磁共振 (NMR) 脉冲信号: 激励和响应

遗憾的是, 由于磁场的非均匀性和其他原因 (Kuperman 2000, Vlaardingerbroek and Den Boer 2004), 响应信号减小速度快于松弛时间  $T_2$  (代替  $T_2$  时间)。为检测实际的松弛时间  $T_2$ , 通常采用自旋回声方法, 如图 6.106 所示。

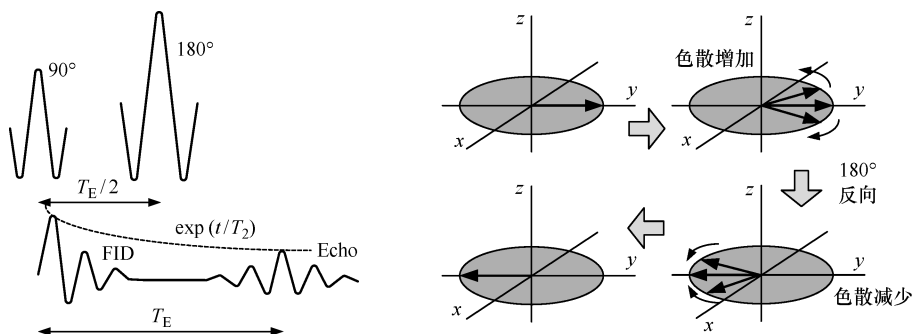


图 6.106 自旋转回声法: 信号和散焦原理

经过  $90^\circ$  脉冲之后, 可检测到延迟响应信号。因为磁矩矢量散射的增加, 衰变速度增加 (图 6.106 右侧图)。因此, 在  $T_E/2$  时间之后, 第二个脉冲磁化方向翻转  $180^\circ$  (这个脉冲比  $90^\circ$  的脉冲强, 因为被迫有两倍的方向变化)。在这种“窍门”之后, 磁矩矢量方向又一次调整, 并出现了回声信号。回声信号以  $\exp(t/T_2)$  的趋势而减小, 因此能够测定松弛时间。

被检测的信号包括关于已选定薄片的信息。为获得图形, 有必要恢复信号在  $xy$  平面 (薄片) 上的空间分布。这个实现过程应用著名频率和相位编码的特殊技术来实现。在信号分析期间, 增加了特殊信号代表在  $x$  轴方向上的梯度  $G_x$ ,  $y$  轴方向上  $G_y$  (不同大小), 如图 6.107 所示。二维傅里叶分析有助于确定信号的空间分布, 假定检测谱线的中心谐波 (相位) 代表被研究平面的中心线。

图 6.107 给出的单脉冲序列持续大约  $10 \sim 30\text{ms}$ 。因此整个分析过程相对较慢。显著提高研究速度的改进方法有: 在相同时间采集多个薄片, 快速自旋回波 (通过分析多个感应回波), 梯度

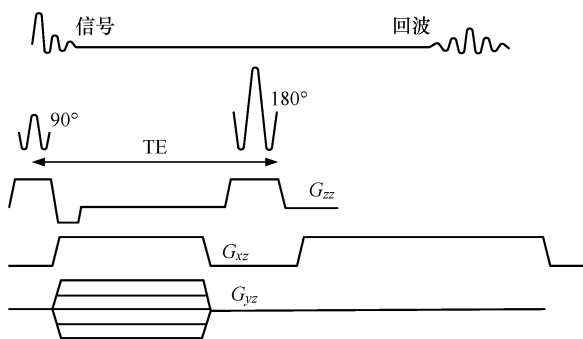


图 6.107 旋转回波法中的脉冲序列

回波 (Kuperman 2000, Vlaardingerbroek and den Boer 2004)。

图像强度  $I$  取决于以下因素:

$$I \propto N(H) e^{-TE/T_2} (1 - e^{-TR/T_1}) \quad (6.19)$$

式中,  $N(H)$  是质子密度;  $TR$  是重复时间;  $TE$  是回声时间。

$T_2$  分量带来了最重要贡献, 如表 2.10 所示。开发了许多提高图像对比度的方法

(Kuperman 2000, Vlaardingerbroek and den Boer 2004)。图 6. 108 给出了大脑核磁共振成像 (MRI) 中显示活动区域的例子。

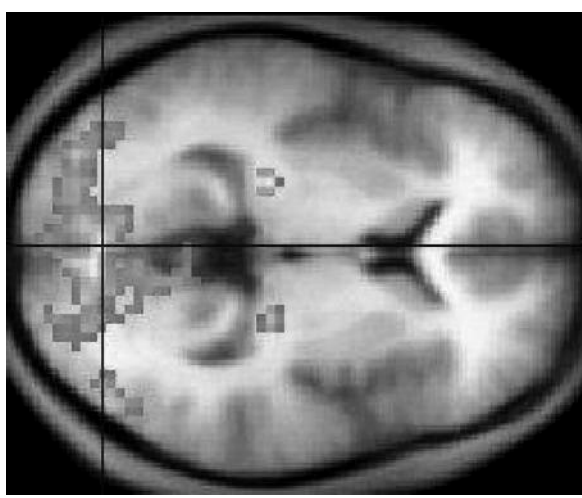


图 6. 108 大脑切片典型的磁性共振图像显示的灰质和白质以及活动区域间的对比  
(来自于: Wikimedia Commons)

我们的神经系统是基于电流传输的，因此大脑的活动可以通过磁性方法测试：脑磁图描绘术 (MEG)，磁性心电图 (MCG) 标记心脏活动，使用胃磁图描绘胃部活动，肝状态磁化率量测术等 (Sternick et al. 2006)。图 6. 109 给出了人体产生的典型磁场等级。

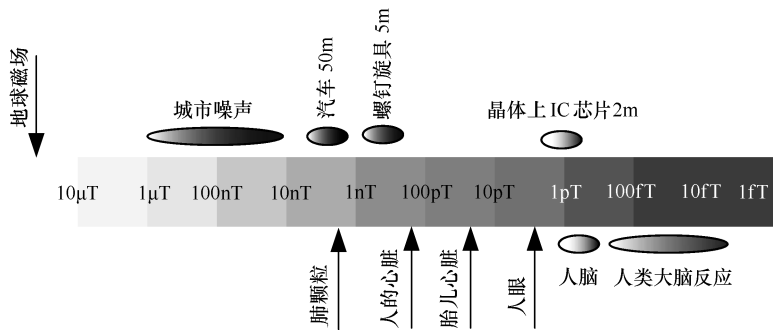


图 6. 109 生物磁性和环境磁场

(After Nowak, H. , Biomagnetic instruments, in Magnetism in Medicine, Andra W. and Nowak H. (EDs. ), Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, Chapter 2. 2, 2007)

由于 SQUID 方法突出的敏感性，使其成为用于这些研究的最佳方法。最近，几乎所有 SQUID 操作方法中的 90% 被用于医学研究，主要用于人类大脑研究 (Sternick et

al. 2006)。

表 6.5 给出了 SQUID 方法在医学应用的主要领域。在许多情况下，代替电气采用更友好的用户交互技术（脑电图、心电图 [ECG]、胃磁图）。因此，尽管 SQUID 方法经常用于研究中心，但是在普通医院中却很少应用。

表 6.5 使用 SQUID 选择的医学方法

| 器官研究 | 方法     | 范围/pT      | 带宽/Hz      | 替换物  |
|------|--------|------------|------------|------|
| 大脑   | 脑磁图描绘术 | 0.01 ~ 10  | 0.1 ~ 100  | 脑电图  |
| 心脏   | 心磁描绘术  | 1 ~ 100    | 0.01 ~ 100 | 心电图  |
| 肝脏   | 磁化率量测术 | 0.1 ~ 10   | 10         | 穿刺活检 |
| 肺    | 磁性杂质测试 | 100 ~ 1000 | 0.1 ~ 10   | —    |
| 胃    | 胃磁描绘术  | 1 ~ 20     | 0.05       | 心电图  |

其中的主要问题并不是低温和花费，如今这些问题已经被解决了。主要障碍是被测磁场比环境磁场小很多。世界上仅有少量的屏蔽室，外部磁场抑制了大脑磁场（为 fT 数量级）。因此，其他方法只能用于测量非屏蔽环境中的微小磁场。

最常用的方法是梯度模式，硬件（空间分布式传感器）和软件（也称作合成梯度仪）。现代数字信号处理方法，例如主成分分析、信号盲源分离、小波变换，神经网络在 SQUID 信号分析中非常有用。非屏蔽环境中心磁图描绘的信号检测相对简单，因为磁场信号不那么小。但是最近也能够通过复杂的信号处理技术，不在屏蔽室中可分析大脑活动（Wikswo 1995，Koch 2001，Pizzella et al. 2001，Fagaly 2006，Andra and Noeak 2007）。

用于诊断的特殊磁性方法是无可替代的。这样的例子有

- (1) 大脑活动的空间实时分析；
- (2) 癫痫症的诊断和治疗；
- (3) 胎儿的心磁图检查；
- (4) 肝的铁过负荷；

图 6.110 给出了头部各部分的脑磁图描绘（MEG）信号检测的例子。差异是显著的，并有助于确定癫痫中心位置。

图 6.111 给出了通过脑磁图描绘（MEG）信号分析的人类脑部活动研究的例子。能够从测量振幅和频谱，确定脑活动的位置。

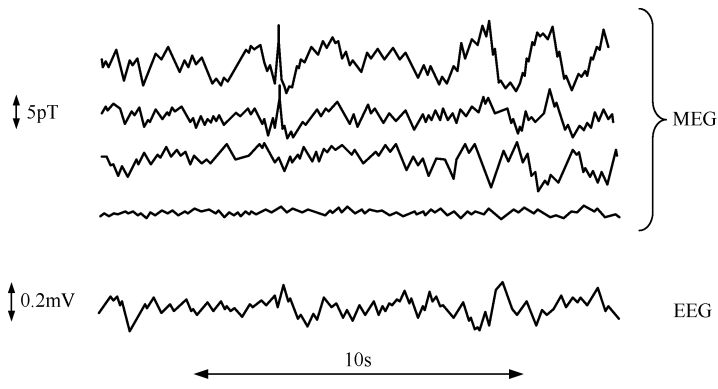


图 6.110 非屏蔽环境下脑磁图描绘 (MEG) 测试癫痫病人四个选择片段信号的例子  
(After Sternickel, K. and Braginski, A. I., Supercond. Sci. Technol., 19, S160, 2006)

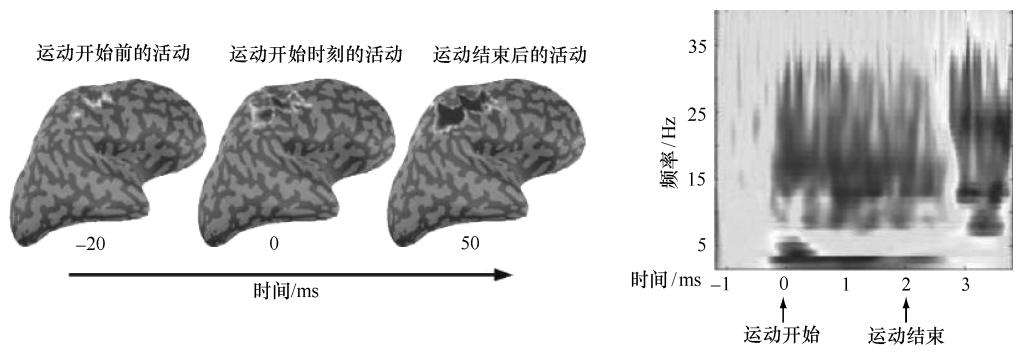


图 6.111 脑磁图描绘术 (MEG) 信号分析的例子  
(Courtesy of Judith Schaechter, PhD, Athinoula . A. , Martinos Center for Biomedical Imaging, Massachusetts General Hospital, Boston, Massachuettts. )

图 6.112 给出了胎儿磁性心电图信号的例子。这种非侵害性的研究使用经典心电图方法是难以实现的。信号是在噪声  $10\text{T}/\text{Hz}^{1/2}$  的磁力屏蔽室内确定的，其中胎儿心脏信号约为  $3\text{pT}$ 。

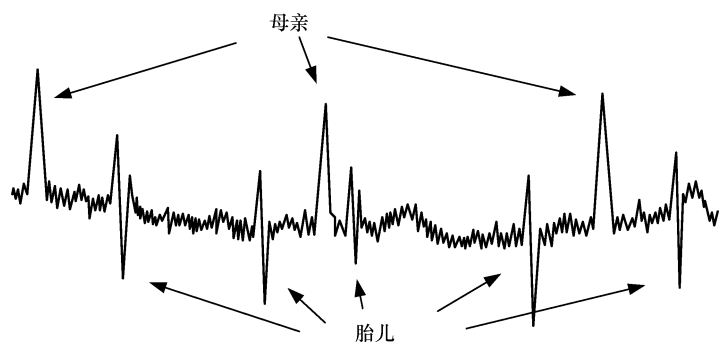


图 6.112 胎儿磁性心电图 (MCG) 信号分析的例子  
(Courtesy of Low Temperature Division, University of Twente)

同样, 只有磁性方法可进行肝脏中铁元素过负荷的检测 (仅有的替代方法是活体解剖)。康复的病人肝脏每克包含大约 50 ~ 500 $\mu\text{g}$  的铁元素。为研究肝脏病理, 需要的敏感度约为 100fT/Hz<sup>1/2</sup>。

## 参 考 文 献

- Aird G.J.C., 2000, Modeling the induced magnetic signature of naval vessels, PhD dissertation, University of Glasgow, Scotland, U.K.
- Almeida T.M., Piedale M.S., Cardoso F., Ferreira H.A., Freitas P.P., 2006, Characterization and modelling of a magnetic biosensor, *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Sorrento, Italy.
- Amundson M., 2003, The role of compassing in telematics, *Analysis USA Focus*, **24**, 16–17.
- Amundson M., 2006, Compass assisted GPS for LBS applications, Honeywell Application Note.
- Andrä W., Nowak H. (Eds.), 2007, *Magnetism in Medicine*, Wiley-VCH Verlag, Berlin, Germany.
- Augustyniak B., Piotrowski L., Chmielewski M.J., 2007, Creep damage zone detection in exploited power plant tubes with magnetoacoustic emission, *Przegl. Elektrotech.*, **83**(4), 93–98.
- Augustyniak B., Piotrowski L., Radczuk M., Chmielewski M., Hauser H., 2003, Investigation of magnetic and magnetomechanical hysteresis properties of FeSi alloys with classical and mechanical Barkhausen effects and magnetoacoustic emission, *J. Appl. Phys.*, **93**, 7465–7467.
- Augustyniak B., Sablik M.J., Landgraf F.J.G., Jiles D.C., Chmielewski M., Piotrowski L., Moses A.J., 2008, Lack of magnetoacoustic emission in iron with 6.5% silicon, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, 2530–2533.
- Back C.H., Heidmann J., McCord J., 1999, Time resolved Kerr microscopy: Magnetization dynamics in thin film write heads, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 637–642.
- Baselt D.R. et al., 1998, A biosensor based magnetoresistance technology, *Biosens. Bioelectron.*, **13**, 731–739.
- Baudouin P., Houbaert Y., Tumanski S., 2003, Magnetic local investigations of nonoriented electrical steels after tensile deformation, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254–255**, 32–35.
- Blitz J., 1997, *Electrical and Magnetic Methods of Nondestructive Testing*, Chapman and Hall, London, U.K.
- Bott M.H.P., 1971, *The Interior of the Earth*, Elsevier Science, New York.
- Braach B., 2005, New standards of exposure of magnetic fields, *Przegl. Elektrotech.*, **81**(9), 35–36.
- Bray D.E., McBride D., 1992, *Nondestructive Testing Techniques*, John Wiley & Sons, New York.
- Breiner S., 1999, *Applications Manual for Portable Magnetometers*, Geometrics Application Note.
- Brzeska M. et al., 2004, Detection and manipulation of biomolecules by magnetic carriers, *J. Biotechnol.*, **112**, 25–33.
- Butler R.F., 1998, *Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes*, University of Arizona, Tucson, AZ, Electronic Edition.
- Campbell W.H., 2003, *Introduction to Geomagnetic Fields*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
- Cardoso F.A. et al., 2006, Diode/magnetic tunnel junction cell for fully scalable matrix-based biochip, *J. Appl. Phys.*, **99**, 08B307.
- Caruso M.J., 1995, Applications of magnetoresistive sensors in navigation systems, Honeywell Application Note.
- Caruso M.J., 1996, Application of magnetic sensors for low cost compass systems, Honeywell Application Note.
- Caruso M.J., Withanawasam L.S., 1999, Vehicle detection and compass applications using AMR magnetic sensors, Honeywell Application Note.
- Cecco V.S., Van Drunen G., Sharp F.L., 1981, *Eddy Current Manual*, Report: AECL-7523, Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario, Canada.
- Chan M.L., Jaramillo G., Ahjeong S., Hristova K.R., Horsley D.A., 2009, Scanning magnetoresistance microscopy for imaging magnetically labeled DNA microarray, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4816–4820.
- Chan M.L., Jaramillo G.M., Horsley D.A., 2007, Scanning magnetic tunnel junction sensor for the detection of magnetically labeled microarray, *14th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems*, Lyon, France.
- Chang A.M. et al., 1992, Scanning Hall probe microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(16), 1774–1796.
- Chiron G., Laj C., Pocachard J., 1981, A high sensitivity portable spinner magnetometer, *J. Phys. E*, **14**, 977–980.
- Clark D.D., Espy M.A., Kraus R.H., Matlachov A., Lamb J.S., 2000, Weld quality evaluation using a high temperature SQUID array, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **13**, 235–238.
- De Sa A., 1963, A spinner magnetometer, *J. Sci. Instrum.*, **40**, 162–165.
- Dinner R.B., Beasley M.R., Moler K.A., 2005, Cryogenic scanning Hall-probe microscope with centimeter scan range and submicron resolution, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 103702.
- Dodd C.V., 1977, Computer modeling for eddy current testing, in *Research Techniques in Nondestructive Testing*, Academic Press, New York.
- Edelstein R.L. et al., 2000, The BARC biosensor applied to the detection of biological warfare agents, *Biosens. Bioelectron.*, **14**, 805–813.
- Elsasser W.M., 1956, Hydromagnetic dynamo theory, *Rev. Modern Phys.*, **28**, 135–163.
- Espy M.A., Matlachov A., Mosher J.C., Kraus R.H., 2001, Nondestructive evaluation with linear array of 11 HTS SQUIDS, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 1303–1306.
- Evans M.E., Heller F., 2003, *Environmental Magnetism*, Academic Press, San Diego, CA.
- Fagaly R.L., 2006, Superconducting quantum interference device instruments and applications, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 101101.
- Farthing W.H., Foltz W.C., 1967, Rubidium vapor magnetometer for near earth orbiting spacecraft, *Rev. Sci. Instrum.*, **38**, 1023–1030.

- Flanders P.J., 1973, Magnetic measurements with the rotating sample magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, **9**, 94–109.
- Förster F., 1952, Theoretische und experimentelle Grundlagen der Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Wirbelstromverfahren, *Z. Metallkd.*, **43**, 163–171.
- Foster J.H., 1966, A paleomagnetic spinner magnetometer using a fluxgate gradiometer, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **1**, 463–466.
- Frandsen A.M.A., Holzer R.E., Smith E.J., 1969, OGO search coil magnetometer experiment, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **7**, 61–74.
- Freeman M.R., Smyth J.F., 1996, Picosecond time resolved magnetization dynamics of thin film heads, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5898–5900.
- Gärtner S., et al., 2002, Nondestructive evaluation of aircraft structures with a multiplexed HTS rf SQUID magnetometer array, *Phys. C*, **372–376**, 287–290.
- Graeger V., 1992, Aktiver Drehzahlksensor für ABS/ASR Systeme, *VDI Berichte*, 1009, 327–337.
- Graham D.L., Ferreira H.A., Freitas P.P., 2004, Magnetoresistive based biosensors and biochips, *Trends Biotechnol.*, **22**, 455–462.
- Graham D.L., Ferreira H.A., Freitas P.P., Cabral J.M.S., 2003, High sensitivity detection of molecular recognition using magnetically labeled biomolecules and magnetoresistive sensor, *Biosens. Bioelectron.*, **18**, 483–488.
- Guy C., Ffytche D., 2005, *An Introduction to the Principles of Medical Imaging*, Imperial College Press, London, U.K.
- Hasselbach K., Veauvy C., Maily D., 2000, MicroSQUID magnetometry and magnetic imaging, *Phys. C*, **332**, 140–147.
- Hiebert W.K., Stankiewicz A., Freeman M.R., 1997, Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disc by time resolved scanning Kerr microscopy, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1134–1137.
- Howells G.D. et al., 1999, Scanning Hall probe microscopy of ferromagnetic structures, *J. Magn. Magn. Mater.*, **196–197**, 917–919.
- Hubert A., Schäfer R., 1998, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin, Germany
- Hummervoll R., Totland O., 1980, An automatic spinner magnetometer for rock specimens, *J. Phys. E*, **13**, 931–935.
- Hwang J., Lee J., Kwon S., 2009, The application of a differential type Hall sensor array to the nondestructive testing of express train wheels, *NDT E Int.*, **42**, 34–41.
- ICNIRP, 1999, *Guidelines for Limiting Exposure to Time Varying Electric, Magnetic and Electromagnetic Fields*.
- Jelinek V., 1966, A high sensitivity spinner magnetometer, *Studia Geophys. Geod.*, **10**, 58–78.
- Jenks W.G., Sadeghi S.S.H., Wikswo J.P., 1997, SQUIDS for nondestructive evaluation, *J. Phys. D*, **30**, 293–323.
- Jun J., Lee J., 2008, Nondestructive evaluation of a crack on austenitic stainless steel using a sheet type induced current and a Hall sensor array, *J. Mech. Sci. Technol.*, **22**, 1684–1691.
- Kadzilko-Hofmohl M., 1983, Earth's magnetism, in *Encyclopedia for Modern Physic*, PWN.
- Kaleta J., Tumanski S., Zebracki J., 1996, Magnetoresistors as a tool for investigations of the mechanical properties of ferromagnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 199–200.
- Kejik P., Boero G., Demierre M., Popovic R.S., 2006, An integrated micro-Hall probe for scanning magnetic microscopy, *Sens. Actuators*, **129**, 212–215.
- Kirel L.A., Tsys O.T., Nagovilsyn V.S., Michailova O.M., Kamardin V.M., Michailova N.A., 2000, Magnetic tests of hardness and structure of rail steel, *Russ. J. Nondestr. Test.*, **36**, 675–680.
- Kirtley J., 1996, Imaging magnetic fields, *IEEE Spectrum*, **33**, December, 41–48.
- Kirtley J.R., 2002, SQUID microscopy for fundamental studies, *Phys. C*, **368**, 55–65.
- Kirtley J.R., Wikswo J.P., 1999, Scanning SQUID microscopy, *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **29**, 117–148.
- Kittel H., Siegle H., May U., Farber P., 2003, Magnetoresistive Kfz-Sensoren zur Erfassung von Weg, Winkel und Drehzahl, *Proceedings and Symposium on Magnetoresistive Sensoren*, Lahnau, Germany, pp. 36–45.
- Koch H., 2001, SQUID Magnetocardiography: Status and perspectives, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 49–59.
- Krause H.J., Gärtner S., Wolters N., Hohmann R., Wolf W., Schubert J., Zander W., Zhnag Y., 2001, Multiplexed SQUID array for nondestructive evaluation of aircraft structures, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**, 1168–1171.
- Krause H.J., Kreutzbruck M., 2002, Recent developments in SQUID NDE, *Phys. C*, **368**, 70–79.
- Kryder M.H., Koeppe P.V., Liu F.H., 1990, Kerr effect imaging of dynamic processes in magnetic recording heads, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 2995–3000.
- Kuperman V., 2000, *Magnetic Resonance Imaging*, Academic Press, San Diego, CA
- Kwiatkowski W., Tumanski S., 1984, Application of the thin film permalloy magnetoresistive sensors in electrical measurements, *IEEE Trans. Magn.*, **20**, 966–968.
- Lanza R., Meloni A., 2006, *Geomagnetism. Principles and Applications—An Introduction to Geologists*, Springer, Berlin, Germany.
- Lovejoy D., 1993, *Magnetic Particle Inspection*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands
- Libby H.L., 1979, *Basic Principles and Techniques of Eddy Current Testing*, Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, NY.
- Lopes P.A.C. et al., 2010, Measuring and extraction of biological information on new handheld biochip-base microsystem, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **59**, 56–62.
- Mandal K., Dufour D., Atherton D.L., 1999, Use of magnetic Barkhausen noise and magnetic flux leakage signals for analysis of defects in pipeline steels, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 2007–2017.
- Mathai A., Song D., Gim Y., Wellstood F.C., 1992, One-dimensional magnetic flux microscope based on the DC superconducting quantum interference device, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 598–600.
- Mathai A., Song D., Gim Y., Wellstood F.C., 1993, High resolution magnetic microscopy using a DC SQUID, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**, 2609–2612.
- Matsuda M., Nakamura K., Mikami H., Kuriki S., 2005, Fabrication of magnetometers with multiple SQUID arrays, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**, 817–820.
- Mayers J., 2002, Magnetic couplers in industrial systems, *Sens. Technol. Des.*



- Mazumdar D., Xiao G., 2005, Scanning magnetoresistive microscopy study of quasi-static magnetic switching in mesoscopic square dots: Observation of field-driven transition between flux-closure states, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 2226–2229.
- Mercier D., Lesage J., Decoopman X., Chicot D., 2006, Eddy current and hardness testing for evaluation of steel decarburizing, *NDT E Int.*, **39**, 6520660.
- Miller M.M. et al., 2001, A DNA array sensor utilizing magnetic microbeads and magneto-electronic detection, *J. Magn. Magn. Mater.*, **225**, 138–144.
- Miyashita K., 1990, Non-contact magnetic torque sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 1560–1562.
- Morris P., 1970, Three new high sensitivity spinner magnetometers for paleomagnetic research, *J. Phys. E*, **3**, 819–821.
- Moses A.J., Williams P.I., Hoshtanar O.A., 2005, A novel instrument for real time dynamic domain observation in bulk and micromagnetic materials, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3736–3738.
- Moses A.J., Williams P.I., Hoshtanar O.A., 2006, Real time dynamic domain observation in bulk materials, *J. Magn. Magn. Mater.*, **304**, 150–154.
- Nelson T.J., 1986, Shear-sensitive magnetoresistive robotic tactile sensor, *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 394–396.
- Ness N.F., 1970, Magnetometers for space research, *Space Sci. Rev.*, **11**, 459–554.
- Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Schatten K.H., 1971, Use of two magnetometers for magnetic measurements on the spacecraft, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3564–3573.
- Nowak H., 2007, Biomagnetic instrumentation, in *Magnetism in Medicine*, Andrä W., Nowak H. (Eds.), Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, Chapter 2.2.
- O'Barr R., Lederman M., Schultz S., 1996, A scanning microscopy using a magnetoresistive head as the sensing element, *J. Appl. Phys.*, **79** (8), 6067–6069.
- Oral A., Bending S.J., Henini M., 1996a, Scanning Hall probe microscope of a superconductors and magnetic materials, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B14**(2), 1202–1205.
- Oral A., Bending S.J., Henini M., 1996b, Real time scanning Hall probe microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1324–1326.
- Peterka D., Enders A., Haas G., Kern K., 2003, Combined Kerr microscope and magnetic force microscope for variable temperature ultrahigh vacuum investigations, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 2744–2748.
- Petford-Long A.K., 2001, Magnetic imaging, *Lect. Notes Phys.*, **569**, 316–331.
- Phillips G.N., Eisenberg M., Draaisma E.A., Abelman L., Lodder J.C., 2002, Performance of focused beam trimmed yoke-type magnetoresistive heads for magnetic microscopy, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3528–3535.
- Piotrowski L., Augustyniak B., Chmielewski M., 2010, On the possibility of the application of magnetoacoustic emission intensity measurements for the diagnosis of thick-walled objects in the industrial environment, *Meas. Sci. Technol.*, **21**, 035702.
- Pizzella V., Della Pena S., Del Gratta C., Romani G.L., 2001, SQUID systems for biomagnetic imaging, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, R79–R114.
- Ripka P., Włókel J., Kašpar P., Lewis A.M., 2006, Bomb detection in magnetic soils: AC versus DC methods, *EXCO IEEE Sensors Conference*, Daegu, Korea.
- Sabaka J., Olsen N., Langel L.A., 2000, A comprehensive model of the near-Earth magnetic field, *Nasa Report*, NASA/TM-2000-209894.
- Sahoo D.R., Sebastian A., Häberle W., Pozidis H., Eleftheriou E., 2009, Magnetoresistive sensor based scanning probe microscopy, *9th Nanotechnology Conference*, Genova, Italy, pp. 862–865.
- Sandhu A., Kurosawa K., Dede M., Oral A., 2004, 50nm Hall sensor for room temperature scanning Hall probe microscopy, *Jap. J. Appl. Phys.*, **43**(2), 777–778.
- Sandhu A., Masuda H., Oral A., Bending S.J., 2001, Room temperature sub-micron magnetic imaging by scanning Hall probe microscopy, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 4321–4324.
- Sandhu A., Masuda H., Oral A., Bending S.J., Yamada A., Konagai M., 2002, Room temperature scanning Hall probe microscopy using GaAs/AlGaAs and Bi micro-Hall probes, *Ultramicroscopy*, **91**, 97–101.
- Sebastian J.P., Lluch J.A., Vizcaino J.R.L., 2007, Signal conditioning for GMR sensors applied to traffic speed monitoring sensors, *Sens. Act.*, **A137**, 230–235.
- Siegel R., 2002, Land mine detection, *IEEE Instr. Meas.*, **5**, 22–28.
- Sharawi M.S., Sharawi M.I., 2007, Design and implementation of a low cost VLF metal detector with metal type discrimination capabilities, *IEEE International Conference on Signal Processing and Communications*, Dubai, pp. 480–483.
- Shen W., Schrag B.D., Carter M.J., Xiao G., 2008, Quantitative detection of DNA labeled with magnetic nanoparticles using arrays of MgO-based magnetic tunnel junction sensors, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 033903.
- Shimizu M., Saitoh E., Miyajima H., Masuda H., 2004, Scanning Hall probe microscopy with high resolution of magnetic field image, *J. Magn. Magn. Mater.*, **282**, 369–372.
- Shull P.J., 2002, *Nondestructive Evaluation*, Marcel Dekker, New York.
- Slocum R.E., Reilly F.N., 1963, Low field helium magnetometer for space applications, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **10**, 165–171.
- Smekalova T.N., Voss O., Smekalov S.L., 2008, *Magnetic Surveying in Archeology*, House of Publishing of St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia.
- Smith E.J., Connor B.V., Foster G.T., 1975, Measuring of the magnetic field of Jupiter and the outer solar system, *IEEE Trans. Magn.*, **11**, 962–980.
- Smith E.J., Sonett C.P., 1976, Extraterrestrial magnetic fields: Achievements and opportunities, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **14**, 154–171.
- Staton D.J., Ma Y.P., Sepulveda N.G., Wikswo J.P., 1991, High resolution magnetic mapping using a squid magnetometer array, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3237–3240.
- Sternickel K., Braginski A.I., 2006, Biomagnetism using SQUIDs: Status and perspectives, *Supercond. Sci. Technol.*, **19**, S160–S171.
- Szmaja W., 2006, Recent developments in the imaging of magnetic domains, in *Advances in Imaging and Electron Physics*, P.W. Hawkes (Ed.), Vol. 141, pp. 175–256.



- Takezaki T., Yasigawa D., Sueoka K., 2006, Magnetic field measurement using scanning magnetoresistance microscope with spin-valve sensor, *Jap. J. Appl. Phys.*, **45**(3B), 2251–2254.
- Tauxe L., 2010, *Essentials of Paleomagnetism*, University of California Press, Berkeley.
- Treutler C.P.O., 2000, Magnetic sensors for automotive applications, *Proceedings of 3rd European Conference on Magnetic Sensors and Actuators*, Dresden, Germany.
- Uchiyama T., Mohri K., Itho H., Nakashima K., Ohuchi J., Sudo Y., 2000, Car traffic monitoring system using MI sensor built-in disk set on the road, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3670–3672.
- Vlaardingerbroek M.T., den Boer J.A., 2003, *Magnetic Resonance Imaging*, Springer, Berlin, Germany.
- Vu L.N., Van Harlingen D.J., 1993, Design and implementation of a scanning microscope, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**, 1918–1921.
- Weiss B.P., Kirschvink J.L., Baudenbacher F.J., Vali H., Peters N.T., Macdonald F.A., Wikswo J.P., 2000, A low temperature transfer of ALH8400 from Mars to Earth, *Science*, **290**, 791–795.
- Wellhausen H., 1989, Elektronischer Kompass, *Elektronik*, **8**, 85–89.
- Wellstood F.C., Gim Y., Amar A., Black R.C., Mathai A., 1997, Magnetic microscopy using SQUID, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **7**, 3134–3138.
- Weymouth J.W., 1985, Geological surveying of archeological sites, in *Archeological Geology*, G. Rapp (Ed.), Yale University Press, New Haven and London.
- Wikswo H., 1991, A review of SQUID magnetometry applied to nondestructive evaluation, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3231–3234.
- Wikswo J.P., 1995, SQUID magnetometers for biomagnetism and nondestructive testing: Important questions and initial answers, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**, 74–120.
- Wolff J., Heuer T., Gao H., Weinmann M., Voit S., Hartmann U., 2006, Parking monitor system based on magnetic field sensors, *IEEE Intelligent Transportation Systems Conference*, Toronto, pp. 1275–1279.
- Yamamoto S.Y., Schultz S., 1997, Scanning magnetoresistance microscopy: Imaging with a MR head, *J. Appl. Phys.*, **81**(8), 4696–4698.
- Yamamoto S.Y., Vier D.C., Schultz S., 1996, High resolution contact recording and diagnostics with a raster-scanned MR head, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 3410–3412.
- Zurek S., Marketos P., Tumanski S., Patel H.V., Moses A.J., 2009, Correlation between surface magnetic field and Barkhausen noise in grain oriented electrical steel, *Przegl. Elektrotech.*, **85**(1), 111–114.

## 本书特色

Slawomir Tumanski  
多年担任华沙理工大学  
教授，主要研究领域为磁  
传感器和磁性材料。出  
版了《薄膜磁阻传感器》  
和《电气测量原理》两  
本著作。担任《Przegląd  
Elektrotechniczny  
(Electrical Review)》科  
技杂志主编。

电话服务  
社服务中心: 010-88361066  
销售一部: 010-88326294  
销售二部: 010-88379649  
读者购书热线: 010-88379203

网络服务  
教材网: <http://www.cmpedu.com>  
机工官网: <http://www.cmpbook.com>  
机工微博: <http://weibo.com/cmp1952>  
封面无防伪标均为盗版

为中华崛起传播智慧  
地址: 北京市百万庄大街22号  
邮政编码: 100037

策划编辑◎赵玲丽

# 国际视野 科技前沿

## 国际电气工程先进技术译丛 传播国际最新技术成果 搭建电气工程技术平台

《磁性测量手册》  
《储氢材料：储存性能表征》  
《风力机技术》  
《ESD设计与综合》  
《太阳能电池、LED和二极管的原理：PN结的作用》  
《风力发电系统——技术与趋势》  
《可持续电力系统的建模与控制：面向更为智能和绿色的电网》  
《电力系统高级预测技术和发电优化调度》  
《大规模储能技术》  
《风电系统电能质量和稳定性对策》  
《环境能源发电：太阳能、风能和海洋能》  
《传热学：电力电子器件热管理》  
《现代电力电子学与交流传动》  
《功率半导体器件：原理、特性和可靠性》  
《风能系统——实现安全可靠运行的优化设计与建设》  
《储能技术》  
《光伏系统工程》（原书第3版）  
《光伏与风力发电系统并网变换器》  
《车辆能量管理：建模、控制与优化》  
《纯电动及混合动力汽车设计基础》（原书第2版）  
《电动汽车技术、政策与市场》  
《永磁无刷电机及其驱动技术》  
《先进电气驱动的分析、建模与控制》  
《智能电网可再生能源系统设计》  
《风力发电工程指南》  
《用于制造固体氧化物燃料电池的钙钛矿型氧化物》  
《太阳能物理》  
《柔性交流输电系统在电网中的建模与仿真》  
《风电并网：联网与系统运行》  
《可再生能源的转换、传输和储存》  
《海底电力电缆——设计、安装、修复和环境影响》  
《光伏技术与工程手册》  
《风力发电的模拟与控制》  
《风电场并网稳定性技术》  
《智能电网中的电力电子技术》  
《电磁屏蔽原理与应用》  
《高效可再生分布式发电系统》  
《电网保护》  
《分布式发电——感应和永磁发电机》  
《电力系统谐波》  
《风能与太阳能发电系统——设计、分析与运行》（原书第2版）  
《瞬时功率理论及其在电力调节中的应用》  
《风力机控制系统原理、建模及增益调度设计》  
《高压输配电设备实用手册》  
《电力变流器电路》  
《电力系统中的电磁兼容》  
《超高压交流输电工程》（原书第3版）

 CRC Press  
Taylor & Francis Group

上架指导 工业技术 / 测量技术

ISBN 978-7-111-43439-9

ISBN 978-7-111-43439-9



定价：128.00元